

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

THÈSE PRÉSENTÉE À
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À TROIS-RIVIÈRES

COMME EXIGENCE PARTIELLE
DU DOCTORAT EN SCIENCES DE L'ÉNERGIE ET DES MATÉRIAUX
OFFERT EN EXTENSION PAR L'INSTITUT NATIONAL DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE

PAR
RENÉ SICARD

ÉTUDE DE L'INSPECTION ULTRASONORE PAR ONDES DE LAMB ET DE
L'ALGORITHME D'IMAGERIE SAFT VIA UN PROCESSUS DE COMPENSATION
DE DISPERSION POUR LA DÉTECTION DE CORROSION SUR DES PLAQUES
MÉTALLIQUES

AOÛT 2008

Université du Québec à Trois-Rivières

Service de la bibliothèque

Avertissement

L'auteur de ce mémoire ou de cette thèse a autorisé l'Université du Québec à Trois-Rivières à diffuser, à des fins non lucratives, une copie de son mémoire ou de sa thèse.

Cette diffusion n'entraîne pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits de propriété intellectuelle, incluant le droit d'auteur, sur ce mémoire ou cette thèse. Notamment, la reproduction ou la publication de la totalité ou d'une partie importante de ce mémoire ou de cette thèse requiert son autorisation.

Cette thèse a été réalisée dans les laboratoires de l'Institut de recherche sur l'hydrogène de l'Université du Québec à Trois-Rivières dans le cadre du programme de doctorat en Sciences de l'énergie et des matériaux de l'INRS-Énergie, Matériaux et Télécommunications offert en extension à l'Université du Québec à Trois-Rivières.

*À mes parents, Hélène et Lucien,
et ma filleule adorée, Marie-Pascale*

Résumé

La corrosion métallique représente une source majeure de problèmes de sécurité et de pertes financières pour un grand nombre d'industries, que ce soit dans les domaines de l'aéronautique, nucléaire ou chimique pour ne nommer que ceux-ci. Les corrosions par érosion et sous forme de puits s'avèrent être deux types particulièrement communs et le développement de techniques de détection et de caractérisation de ces types de défauts est souhaitable et nécessaire. Il est fréquent de retrouver des structures planaires ou cylindriques dans ces industries et l'utilisation d'ondes guidées pour en effectuer l'inspection peut s'avérer une solution répondant à une grande partie des besoins rencontrés. Contrairement à l'inspection ultrasonore conventionnelle par ondes de volume, où seule la région sous le transducteur est sondée, requérant par conséquent de parcourir la structure point par point, l'inspection par ondes guidées permet d'investiguer toute une tranche du matériau, et pour des positions autres que celle du transducteur puisque l'onde est guidée par la structure. Cette caractéristique permet de diminuer le temps d'inspection en limitant le nombre de déplacements des transducteurs employés. De plus, les ondes ultrasonores guidées possèdent des propriétés de détection de défauts souvent supérieures aux ondes de volume conventionnelles, accentuées par la possibilité de générer une multitude de modes aux caractéristiques différentes. Cependant, elles présentent généralement une dispersion de vitesse et la génération d'un seul mode est souvent impossible. Par conséquent, l'interprétation des résultats d'une inspection est souvent difficile et laborieuse, ce qui limite leur utilisation.

Ce document présente plusieurs méthodes de traitement de signaux développées pour l'inspection de plaques métalliques par ondes ultrasonores guidées, plus précisément les ondes de Lamb, ainsi qu'un modèle permettant de simuler leur génération dans une plaque. Deux types de corrosion ont été étudiés, soit les puits de corrosion, plus souvent appelés pits, et la corrosion par érosion, c'est-à-dire un amincissement local ou généralisé de la structure. Trois thèmes ont été abordés au cours de travaux, soit la problématique de détection de ces types de défauts, la production d'images des plaques de nature similaire à celles obtenues par l'inspection par ondes de volume, ainsi que la modélisation de la

génération et de la propagation d'ondes de Lamb permettant une simulation de données d'inspection.

Tout d'abord, une méthode de compensation de la dispersion de vitesse est présentée dans le but de faciliter l'interprétation des signaux enregistrés, en plus de permettre d'améliorer le potentiel de détection d'un défaut. Cette méthode a entre autre permis d'augmenter le contraste entre une région saine et un défaut de 0.5 mm de profondeur et 15 mm de longueur dans une plaque d'acier de 1.91 mm d'épaisseur. La diminution d'amplitude du mode S_0 sous le défaut par rapport à la région saine est ainsi passée de 8% pour le signal brut à 22% après la compensation de dispersion.

Par après, une méthode de mesure de la profondeur d'une région amincie basée sur la mesure de la vitesse de phase d'un mode de Lamb est présentée. Des amincissements correspondant à des profondeurs de 11,5% de l'épaisseur totale dans une plaque d'aluminium de 2.08 mm d'épaisseur, et de 23%, 51% et 77% dans une plaque de 1.97 mm ont été caractérisés avec succès en employant les modes S_0 et A_1 , et ce avec des erreurs relatives à l'épaisseur de la plaque maximales respectives de 2%, 10%, 20% et environ 1%, soit des erreurs absolues de 0,04mm, 0,2mm, 0,4mm et 0,02mm. De plus, une erreur maximale de 0,15mm a été obtenue pour la mesure d'épaisseur de la plaque d'aluminium de 1,97mm étudiée, donnant une erreur relative de 7,6%.

L'imagerie d'une plaque est par la suite abordée et l'algorithme d'imagerie et de traitement de signal SAFT (Synthetic Aperture Focusing Technique) est généralisé de façon à être adapté à la géométrie et aux propriétés dispersives des ondes de Lamb. En plus de démontrer le potentiel de détection de puits de corrosion individuels dans un groupe de puits, cette technique a permis de détecter un puits de corrosion réel d'une profondeur estimée à 0.25mm dans une plaque d'acier inoxydable 302 de 1.87 mm d'épaisseur à l'aide du mode S_1 . Cette détection d'un défaut de surface à un ratio de profondeur sur longueur d'onde d'au plus 2/11.

Finalement, la modélisation de la génération d'ondes de Lamb à l'aide d'un faisceau incident à angle via un sabot est étudiée; cela est fait dans le but de simuler des A-Scans réalistes pour effectuer une analyse de la fonction d'étalement d'un point (*Point Spread Function* – PSF) des images SAFT. Cette méthodologie a permis de prédire correctement la résolution du SAFT en fonction des paramètres du sabot, du mode de Lamb ainsi que de la plaque employée. Cette analyse a de plus permis d'identifier les équations les plus adéquates pour prédire la résolution du SAFT 2D grâce à une comparaison avec les expressions théoriques présentes dans la littérature.

Une introduction à chacun de ces sujets est par ailleurs présentée, en plus de méthodes de caractérisation des propriétés mécaniques de plaques isotropes, toujours à l'aide d'ondes de Lamb.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier le professeur Jacques Goyette pour toute la confiance qu'il m'a accordé quant à l'orientation de ces travaux, pour sa grande patience, son support technique et moral, son amitié, et pour toutes ces petits détails qui ont fait de lui un directeur apprécié et estimé. Merci Jacques!

Je tiens également à remercier toutes les personnes ayant collaboré à l'avancement de ces travaux. Je pense tout d'abord à Djamel Zellouf et Line Boucher de l'IRH, ainsi que Nicolas Grimard de TecScan pour les nombreuses discussions scientifiques et leur aide technique précieuse. Merci également à M. Ahmad Chahbaz qui m'a offert la possibilité d'effectuer une partie de ces travaux dans un environnement industriel chez Tektrend et qui est par la suite devenu un collaborateur hautement apprécié. Merci à mes collègues Julien Banchet et André Cyr de Tektrend qui ont su y bonifier mon séjour techniquement et humainement. Je me dois de souligner l'apport de M. Dane Wilson de ONRL pour la préparation d'échantillons importants au développement de ces travaux.

Un travail de cette envergure ne peut s'accomplir sans la présence et le soutien de ses amis; Éric, Djou, Pascal, Jérôme, Martin, j'ai passé des années universitaires exceptionnelles avec vous et j'espère que nous allons en passer plusieurs autres. Merci de votre amitié!

Il est important de souligner la participation financière de l'Institut de Recherche sur l'Hydrogène, du FQRNT, du CEU, du FUCQ, de Auto21, de Tektrend International, R/D Tech Aero, AET Consulting, Honeywell et Systèmes TecScan Inc. qui fut indispensable au déroulement de ce projet et a contribué à me procurer une qualité de vie et un environnement de recherche favorable.

Je remercie finalement mes frères et sœurs, Jeannine, Sylvie, Andrée, Isabelle, Christian, et particulièrement Pierre pour toute son aide, ses encouragements, et son amitié. Un merci bien particulier à Valérie, mon amour, pour son soutien, sa

compréhension et sa grande patience pendant les nombreux mois de rédaction. Je remercie bien particulièrement mes parents, Hélène et Lucien, pour leurs encouragements soutenus, leur support et leur amour. Je réserve un remerciement mais surtout une pensée bien spéciale à ma filleule Marie-Pascale, qui m'a terriblement manqué au cours des dernières années. Marie-Pascale, je ne suis pas allé te voir aussi souvent que je l'aurais et que tu l'aurais peut-être voulue ces dernières années et je m'en excuse. J'espère que tu en comprends les raisons et que tu sais que je t'aime Marie!

Table des matières

Résumé.....	iv
Remerciements.....	vii
Table des matières.....	ix
Liste des publications.....	xii
Liste des figures	xiii
Liste des tableaux.....	xviii
Chapitre I	1
Introduction	1
1.1 Motivations	1
1.2 Objectif général de la thèse.....	2
1.3 Approche scientifique	3
1.4 Plan de la thèse.....	6
Chapitre II	8
Généralités sur les ondes de Lamb	8
2.1 Ondes de Lamb dans les matériaux isotropes	8
2.2 Dispersion de vitesse.....	12
2.3 Détection de défauts : propriétés mécaniques des ondes	16
Chapitre III	21
Méthodes de caractérisation des propriétés élastiques des plaques	21
3.1 Mesure de vitesse de phase	22
3.2 Mesure du temps de vol (vitesse de groupe).....	30
Chapitre IV	39
Focalisation synthétique et compensation de la dispersion de vitesse	39
4.1 Synthetic Aperture Focusing Technique (SAFT)	40
4.2 Formulation du SAFT dans le domaine de Fourier	41
4.2.1 Méthode 1: Intégrale sur les fréquences.....	46
4.2.2 Méthode 2: Changement de variables de ω vers k_z	46
4.2.3 Système multicouche	48
4.2.4 Modèles de focalisation 2D et 1D.....	52
4.3 SAFT appliqué aux ondes de Lamb.....	54

4.3.1	Modèle 2D.....	55
4.3.2	Modèle 3D.....	57
4.3.3	Comparaison entre les modèles 2D et 3D	64
4.4	Application du SAFT à un cas pratique.....	68
Chapitre V		73
Détection de corrosion par érosion (amincissement local) par la compensation de dispersion		73
5.1	Expériences	73
5.1.1.	Présentation des échantillons	73
5.1.2.	Résumé de l'article	74
5.1.3.	Contribution de l'auteur (Article I)	75
5.2	Discussions supplémentaires	82
Chapitre VI		85
Mesure de la profondeur d'une plaque de corrosion par la mesure de vitesse de phase : étude de faisabilité		85
6.1	Résumé de la méthode	85
6.2	Expériences	91
6.2.1	Présentation des échantillons	91
6.2.2	Résumé du compte-rendu de conférence.....	92
6.2.3	Contribution de l'auteur (Compte-rendu de conférence I).....	93
6.2.4	Étude complémentaire	102
6.3	Comparaison des résultats avec l'inspection par ondes de volume	104
Chapitre VII		110
Détection et imagerie de puits de corrosion par le SAFT		110
7.1	Expériences	110
7.1.1	Présentation des échantillons	111
7.1.2	Résumé de l'article	111
7.1.3	Contributions de l'auteur (Article II)	113
7.2	Comparaison des résultats avec l'inspection par ondes de volume	125
7.3	Discussions supplémentaires	129
Chapitre VIII		135
Modélisation et simulation de la génération et la propagation d'ondes de Lamb générées à l'aide de la méthode du sabot		135
8.1	Méthodologie d'analyse	135
8.1.1	Résumé de l'article	137
8.1.2	Contributions de l'auteur (Article III)	138

8.2	Discussions supplémentaires	172
8.2.1	<i>Résolution théorique de l'algorithme de focalisation SAFT 2D</i>	172
8.2.2	<i>Résolution latérale</i>	173
8.2.3	<i>Résolution axiale</i>	175
8.2.4	<i>Détermination des expressions adéquates de la résolution pour un SAFT 2D : résolution latérale</i>	177
8.2.5	<i>Détermination des expressions adéquates de la résolution pour un SAFT 2D : résolution axiale</i>	185
8.2.6	<i>Comparaison entre la résolution obtenue à l'article II et la résolution prédite par simulation</i>	188
Chapitre IX		193
Conclusion et perspectives		193
9.1	Perspectives de recherche	197
9.2	Applications	198
Références		200

Liste des publications

Article I:

R. Sicard, J. Goyette et D. Zellouf, "A numerical dispersion compensation technique for time recompression of Lamb waves signals", *Ultrasonics*, Vol. 40, No. 1-8, pp. 727-732 (2002).

Article II:

R. Sicard, A. Chahbaz et J. Goyette, « Guided Lamb waves and L-SAFT processing technique for enhanced detection and imaging of corrosion defects in plates with small depth-to-wavelength ratio », *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, vol. 51, no. 10, pp. 1287-1297, 2004.

Article III:

R. Sicard, J. Goyette et A. Chahbaz, « Modeling of Lamb Wave Generation and Reflection from Point Reflectors in Isotropic Plates Using an Angle-Wedge Apparatus », soumis à *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 7 septembre 2006.

Compte-rendu de conférence I:

R. Sicard, A. Chahbaz et J. Goyette, « Corrosion Monitoring of Airframe Structures Using Ultrasonic Arrays and Guided Waves », in *Proc. Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, AIP Conference Proceedings*, vol. 657, no. 1, 2003, pp. 806-813.

Liste des figures

Fig. 2.1.	Construction des ondes de Lamb à partir des ondes libres longitudinales (L) et transversales (T). Les ondes de Lamb résultantes se propagent selon l'axe x_1 .	9
Fig. 2.2	Représentations du mouvement d'un mode de Lamb [14] (a) symétrique ; (b) antisymétrique.	11
Fig. 2.3.	Courbes de dispersion d'une plaque d'acier au carbone ($V_T = 3260$ m/s ; $V_L = 5960$ m/s). (a) Vitesse de phase ; (b) Vitesse de groupe.	13
Fig. 2.4	Convergence des modes de Lamb aux hautes fréquences dans un acier au carbone. $V_T = 3260$ m/s ; $V_L = 5960$ m/s ; V_R = vitesse de l'onde de Rayleigh.	14
Fig. 2.5	Exemple de données expérimentales pour la propagation du mode S_0 dans une plaque d'acier au carbone ($V_T = 3260$ m/s, $V_L = 5960$ m/s) de 1.91 mm à une fréquence centrale d'environ 0.8 MHz (excitation toneburst de 4 cycles d'environ 4 μ s). (a) Dispersion de la vitesse de groupe en fonction du produit fréquence-épaisseur pour la plage de fréquences générées ; (b) Signal enregistré pour une propagation d'environ 148 mm ; (c) Signal enregistré pour une propagation d'environ 264 mm.	15
Fig. 2.6.	Exemple de profils de déplacements mécaniques et de puissance pour une plaque d'acier au carbone ($V_T = 3260$ m/s, $V_L = 5960$ m/s). Lignes noires : puissance normalisée ; ligne rouge : déplacement mécanique parallèle u_1 (normalisé) ; ligne bleue : déplacement mécanique normal u_2 (normalisé à u_1). (a) S_0 ; (b) A_0 ; (c) S_1 ; (d) A_1 ; (e) S_2 ; (f) A_3 .	19
Fig. 2.7.	Exemple de profils de déplacements mécaniques et de puissance du mode S_1 dans une plaque d'acier au carbone ($V_T = 3260$ m/s, $V_L = 5960$ m/s) à différentes longueurs d'ondes : (a) 2.5 mm ; (b) 1.53 mm (correspondant à la vitesse longitudinale du matériau) ; (c) 2.0 mm ; (d) 1.0 mm. Lignes noires : puissance normalisée ; ligne rouge : déplacement mécanique parallèle u_1 (normalisé) ; ligne bleue : déplacement mécanique normal u_2 (normalisé à u_1).	20
Fig. 3.1.	Courbes de dispersion (vitesse de phase) d'une plaque d'acier inoxydable 302.	24
Fig. 3.2.	Échos enregistrés pour le mode S_0 dans une plaque d'acier inoxydable 302 pour deux distances de propagation différentes (la différence de propagation est de 55 mm entre les deux mesures). U.a. : unités arbitraires.	25
Fig. 3.3.	Exemples de correction de phase de la courbe de vitesse de phase mesurée dans la plaque d'acier inoxydable 302.	25
Fig. 3.4.	Courbes des couples de valeurs (V_T , V_L) possibles à partir de chacune des composantes de vitesse de phase mesurées.	26

Fig. 3.5.	Vérification de la justesse d'évaluation des paramètres élastiques de la plaque d'acier inoxydable 302 par une comparaison entre la courbe de vitesse mesurée (cercles) et la courbe calculée à partir des vitesses estimées (bleu). Les courbes pointillées représentent les erreurs de $\pm 1\%$ sur la vitesse de phase mesurée.	27
Fig. 3.6.	Évaluation de l'incertitude sur la mesure des paramètres élastiques de la plaque d'acier inoxydable. (a) Évaluation des paramètres élastiques correspondant aux courbes de dispersion passant par les courbes d'incertitude de 1% sur la courbe de vitesse de phase mesurée. (b) Vérification des vitesses longitudinales et transversales trouvées en (a) par comparaison des incertitudes basées sur la mesure (points) et des courbes de dispersion correspondantes calculées (traits noirs).	28
Fig. 3.7.	Exemple de caractérisation des propriétés élastiques d'une plaque d'aluminium par la méthode de mesure de vitesse de phase du mode S_0 . (a) Vitesse de phase mesurée (cercles) et calculée à partir des paramètres élastiques mesurés (ligne bleue). (b) Courbes d'évaluation des paramètres élastiques via le croisement des solutions possibles pour chacune des composantes de vitesse de phase mesurée.	29
Fig. 3.8.	A-Scan enregistré correspondant à la propagation (transmission) d'un groupe de modes de Lamb excités et reçus par deux transducteurs de faible taille en contact direct sur une plaque d'acier inoxydable 302. U.a. : unités arbitraires.	32
Fig. 3.9.	Spectrogrammes du A-Scan présenté à la figure 3.8 où la résolution est (a) fréquentielle ; (b) temporelle. Les courbes superposées au spectrogramme correspondent aux courbes des modes symétriques (noir) et antisymétriques (rouge) calculées à partir des vitesses $V_T = 3070 \text{ m/s}$ et $V_L = 5665 \text{ m/s}$ estimées par la méthode de vitesse de phase.	35
Fig. 3.10.	Vérification des nouveaux paramètres élastiques estimés par la comparaison des spectrogrammes avec les courbes théoriques correspondant à ces nouveaux paramètres (modes symétriques : noir ; modes antisymétriques : rouge). (a) Résolution fréquentielle ; (b) Résolution temporelle.	36
Fig. 3.11.	Courbes de dispersion de la plaque d'acier inoxydable tracées à partir des paramètres élastiques estimés à l'aide de la méthode basée sur les vitesses de groupe.	37
Fig. 4.1.	(a) Distance entre l'émetteur/récepteur localisé à (0,0) et un réflecteur à un point (x, y). (b) Schématisation du nombre d'onde décrivant la propagation aller-retour vers la coordonnée (x, y). (c) Composantes du nombre d'onde pour une propagation inverse vers la coordonnée (x, y). L'angle θ est identique pour (a), (b) et (c).	44
Fig. 4.2.	Vue de face et de côté d'un sabot et du plan de propagation estimé dans le sabot permettant de générer un mode de Lamb.	56
Fig. 4.3.	(a) Définition du système d'axe pour le SAFT dans le cas d'ondes de Lamb générées par une source incidence (b) Illustration d'un angle d'incidence donné (zone grise) dans	

	un sabot (cadre noir) et de la projection d'un faisceau incident sur la plaque (cercle bleu) produisant un champ acoustique d'un mode de Lamb (région verte).	58
Fig. 4.4.	Comparaison entre les résultats d'une focalisation SAFT basée sur (a) le modèle 2D et (b) le modèle 3D. (c) Coupe axiale prise à la position latérale 32mm pour le résultat du modèle 2D (trait noir et enveloppe correspondante en noir pointillé) et pour le modèle 3D (trait bleu et enveloppe correspondante en rouge). (d) Coupe latérale prise à la position axiale 46mm pour chacun des modèles (même légende de couleur).	65
Fig. 4.5.	B-Scans simulés pour l'inspection d'un défaut ponctuel dans une plaque d'acier inoxydable 302 à l'aide d'un transducteur (a) rectangulaire et (b) ponctuel.	66
Fig. 4.6.	Résultats de la focalisation du B-scan présenté en 4.5 (a) obtenus à l'aide de (a) la méthode 2D et (b) la méthode 3D.	67
Fig. 4.7.	Résultats de la focalisation du B-scan présenté en 4.5 (b) obtenus à l'aide de (a) la méthode 2D et (b) la méthode 3D.	68
Fig. 4.8.	Exemple d'interpolation obtenue par l'ajout de composantes dans le spectre de Fourier. (a) Spectre fréquentiel initial (1024 points); (b) Ajout de composantes fréquentielles nulles aux extrémités du spectre de (a) (total de 4096 points) ; (c) Échos (signal temporel) correspondant à la transformée de Fourier inverse de (a) (cercles creux) et de (b) (points).	71
Fig. 5.1.	Courbe de vitesse de phase mesurée (cercles) comparée à la courbe calculée à partir des paramètres élastiques estimés (trait bleu). $V_T = 3265$ m/s et $V_L = 6015$ m/s.	83
Fig. 5.2.	Courbes des couples de vitesse longitudinale et transversale possibles, calculées à partir de chacune des composantes de vitesse de phase mesurée (figure 5.1).	83
Fig. 6.1.	Courbe de dispersion du mode S_0 pour des plaques d'acier inoxydable 302 ($V_T = 3120$ m/s, $V_L = 5660$ m/s) d'une épaisseur de 2 mm et de 1.5 mm. (a) Vitesse de phase ; (b) Vitesse de groupe.	86
Fig. 6.2.	Configuration d'une plaque avec un amincissement rectangulaire.	87
Fig. 6.3.	Schéma de l'échantillon 3 : plaque d'aluminium de 1.97 mm d'épaisseur comportant trois amincissements. Les valeurs en mm à la gauche des défauts indiquent l'épaisseur résiduelle sous les défauts alors que les valeurs entre parenthèses indiquent leur profondeur relative à l'épaisseur de la plaque.	92
Fig. 6.4.	Configuration de l'inspection pour la mesure d'amincissement de l'échantillon 3 : plaque d'aluminium de 1.97 mm d'épaisseur ($V_T = 3133$ m/s, $V_L = 6395$ m/s).	102
Fig. 6.5.	Exemples de courbes de vitesse de phase mesurées pour les défauts de 23 et 77 % et pour le mode généré.	103
Fig. 6.6.	Profil de profondeur en fonction de la position d'inspection. Les pointillés verticaux indiquent la position supposée des bords des défauts. L'erreur sur la position de la	

	première bordure de l'amincissement de gauche résulte du pas de déplacement élevé (4.06 mm).....	104
Fig. 6.7.	Exemples de A-Scans de l'inspection de l'échantillon #2 pour (a) une région saine à 1 MHz ; (b) le défaut à 1 MHz ; (c) une région saine à 10 MHz ; (d) le défaut à 10 MHz.....	106
Fig. 6.8.	C-Scans obtenus sur l'échantillon #2 avec un transducteur plan de (a) 1 MHz ; (b) 10 MHz.....	107
Fig. 6.9.	C-Scans obtenus sur l'échantillon #3 avec un transducteur plan de 10 MHz. Les défauts présentés correspondent, de gauche à droite, aux épaisseurs résiduelles de 1.53 mm, 0.97 mm et 0.45 mm.....	107
Fig. 6.10.	Exemples de A-Scans de l'inspection à 10 MHz de l'échantillon #3 pour (a) une région saine; (b) le défaut de 1.53 mm d'épaisseur résiduelle; (c) le défaut de 0.97 mm d'épaisseur résiduelle; (d) le défaut de 0.45 mm d'épaisseur résiduelle.....	108
Fig. 7.1.	C-Scans de l'échantillon #1 à (a) 1 MHz (transducteur plan) ; (b) 10 MHz (transducteur plan) ; (c) 10 MHz (transducteur focalisé, écho de fond) ; (d) 10 MHz (transducteur focalisé, écho des défauts). (e) Palette de couleurs employée (64 couleurs) pour les C-Scans des figures 7.1 et 7.2.....	126
Fig. 7.2.	C-Scans obtenus sur l'échantillon #2 avec un transducteur (a) plan de 10 MHz; (b) focalisé de 10 MHz (focalisation sur la surface de fond); (c) focalisé de 10 MHz (focalisation sur le puits de corrosion); (d) focalisé de 25 MHz (focalisation sur la surface de fond); (e) focalisé de 25 MHz (focalisation sur le puits de corrosion).	128
Fig. 7.3.	Comparaison de l'application de l'algorithme L-SAFT sur l'échantillon #1 pour (a) le mode A_1 et (b) le mode S_1 avec les paramètres élastiques $V_L = 5680$ m/s et $V_T = 3075$ m/s ; (c) le mode A_1 et (d) le mode S_1 avec les paramètres élastiques $V_L = 5660$ m/s et $V_T = 3120$ m/s. (e) Palette de couleurs employée pour l'affichage (64 couleurs).....	130
Fig. 7.4.	Contenu fréquentiel (amplitude) d'un A-Scan enregistré lors de l'inspection de l'échantillon #1 à l'aide du mode S_1 . Les traits verticaux correspondent aux bandes de fréquences employées pour l'analyse L-SAFT des modes S_0 (bleu), A_1 (vert), S_1 (rouge) et A_2 (cyan). U.a. : unité arbitraire.	131
Fig. 7.5.	Résultats du L-SAFT pour l'inspection multi-mode de l'échantillon #1 avec (a) mode S_0 ; (b) mode A_1 ; (c) mode S_1 ; (d) mode A_2	132
Fig. 8.1.	Comparaison entre les courbes de dispersion d'une onde de volume (pas de dispersion) et des modes A_1 et A_3 , tracées pour leur bande de fréquence respective employée pour les simulations.	179
Fig. 8.2.	Comparaison entre les courbes de résolution théoriques présentées par plusieurs auteurs et la résolution latérale obtenue par simulation.....	181
Fig. 8.3.	Comparaison entre la résolution latérale théorique d'un seul milieu et les courbes de résolution latérale obtenues par simulation dans le cas d'une propagation sur deux	

	milieux en fonction de (a) l'angle de divergence de la source ; (b) l'angle de réfraction correspondant à l'angle de divergence de la source.	183
Fig. 8.4.	Comparaison entre la résolution latérale théorique et la résolution obtenue par simulation pour des ondes dispersives.....	184
Fig. 8.5.	Comparaison entre les courbes de résolution axiale théorique et les résultats obtenus par simulation sur des données d'onde de volume (1 milieu).	186
Fig. 8.6.	Comparaison entre la résolution axiale mesurée pour des modes dispersifs et les prédictions théoriques correspondantes calculées à partir de l'équation (8.8).	186
Fig. 8.7.	Comparaison entre la nouvelle formulation de résolution axiale avec les résultats obtenus par simulation.....	188
Fig. 8.8.	Résultat du SAFT (2D) de l'échantillon #1 présenté à l'article II et inspecté avec le mode A_I . (a) Données expérimentales ; (b) Données simulées.....	189
Fig. 8.9.	Résultat du SAFT (2D) de l'échantillon #1 présenté à l'article II et inspecté avec le mode S_I . (a) Données expérimentales ; (b) Données simulées.	190
Fig. 8.10.	Résultat du SAFT (2D) de l'échantillon #2 présenté à l'article II et inspecté avec le mode S_I (propriétés mécaniques corrigées). (a) Données expérimentales ; (b) Données simulées ; (c) Comparaison entre le contour des données expérimentales (lignes continues) et obtenues par simulation (lignes pointillées) et correspondant à -3dB (noir), -6dB (rouge) et -12dB (bleu).	192

Liste des tableaux

Tableau 8.1. Propriétés communes à l'ensemble des B-Scans simulés (λ_0 : longueur d'onde à la fréquence centrale ; Δx : pas d'échantillonnage spatial ; $\Delta\alpha$: incrément de l'angle de divergence pour les simulations).....	177
Tableau 8.2. Propriétés particulières à chacun des B-scans simulés (Longi.: onde de volume longitudinale ; f_0 : fréquence centrale du pulse émis ; V_1 : vitesse dans le premier milieu ; V_2 : vitesse dans le second milieu (correspond à la vitesse du mode de Lamb à la fréquence centrale pour les modes A_1 et A_3) ; $f_{Nyquist}$: fréquence de Nyquist du spectre simulé (moitié de la fréquence d'échantillonnage) ; y_1 : épaisseur du premier milieu ; y_2 : position du défaut dans le second milieu par rapport à l'interface avec le premier milieu).....	178
Tableau 8.3. Comparaison des résolutions latérales mesurées sur des données expérimentales (Exp.) et simulées (Simul.) pour l'échantillon #1 (se référer à l'article II pour la numérotation des défauts).	191

Chapitre I

Introduction

1.1 Motivations

La corrosion peut être décrite comme étant l'attaque destructrice d'un métal par une réaction chimique ou électrochimique se produisant avec son environnement. Celle-ci peut être uniforme ou localisée et engendrer une perte de matériau. En général, la corrosion cause une diminution de l'épaisseur du matériau suite à une perte régulière de matière à la surface de l'échantillon [1], mais elle peut également être localisée et apparaître sous la forme de puits (communément appelés pits) ou de crevasses. La corrosion est un problème majeur affectant plusieurs types d'industries : aéronautique (corrosion sur les structures d'avion...), chimique (bassins de réaction, tuyauterie...), nucléaire (tuyauterie...), etc. L'apparition de corrosion compromet évidemment l'intégrité des structures affectées, menant à des problèmes de sécurité et/ou financiers sérieux. À titre d'exemple, en 1995, on estimait les pertes dues à la corrosion métallique de l'ensemble des industries, et ce pour les États-Unis seulement, à 296 milliards de dollars [2], dont une certaine partie (104 milliards de dollars, soit 35% des pertes) était alors considérée évitable en effectuant des mesures de détection de corrosion avec les méthodes disponibles, fiables et économiques de l'époque. Le besoin de détecter la corrosion avant le bris d'équipement est ainsi bien réel et nécessaire afin d'assurer en premier lieu la sécurité liée à leur utilisation ainsi que minimiser les pertes financières. L'existence d'un système automatisé, simple d'utilisation et fiable permettant d'effectuer une évaluation en temps réel de la progression de la corrosion est par conséquent en demande. Parmi les différents secteurs affectés par la corrosion, les centrales géothermiques présentent une problématique que l'on peut généraliser à d'autres types d'industries. Selon Berndt [3], les deux principaux types de corrosion introduits

précédemment (sous forme de puits et d'érosion) sont les plus couramment retrouvés dans la tuyauterie de ces centrales. Parmi les différentes méthodes d'inspection non-destructives développées ou utilisées dans ce secteur (méthodes ultrasonores, électromagnétiques, radiographiques, thermographiques, etc.) les ondes ultrasonores guidées, particulièrement les ondes de Lamb, méritent une attention particulière. Tout d'abord, la propagation de ce type d'ondes s'effectue parallèlement aux surfaces de la plaque, permettant d'inspecter une grande surface à partir d'une position d'émission donnée sur la plaque. En second lieu, les déplacements mécaniques occasionnés par une onde de Lamb affectent le matériau sur toute son épaisseur, permettant la détection de défauts internes ou en surface. Or, il appert que ces caractéristiques sont favorables à la détection de défauts de surface tels que les principaux types de corrosion et permettent par conséquent d'espérer augmenter la partie évitable des pertes liées à la corrosion avec une méthode ultrasonore efficace. De plus, et cela est non négligeable, les méthodes ultrasonores sont généralement peu coûteuses.

1.2 Objectif général de la thèse

L'objectif original de ce projet était de développer une méthode d'évaluation de l'apparition et de la progression de corrosion dans une plaque, objectif qui a du être redéfini en cours de route en raison du trop grand nombre d'aspects interdépendants à évaluer pour un projet de doctorat. Ainsi, le projet a été modifié et seuls les aspects les plus critiques du projet initial ont été conservés. Le principal objectif de ce projet est ainsi devenu le développement de méthodes de détection et/ou de caractérisation de la corrosion sous forme de puits et d'érosion dans des plaques métalliques isotropes, et ce via l'utilisation d'un seul type d'ondes ultrasonores. Le choix de la géométrie à l'étude fut basé sur son abondance dans différents types d'industries (fuselage d'avion, cylindres de gaz comprimé, etc.).

Dans le cas de la corrosion par érosion, le développement de méthodes de détection et de caractérisation de la région corrodée (perte d'épaisseur du matériau) constituait l'objectif à atteindre. Quant à la détection de puits de corrosion, l'objectif

principal était de mettre au point une méthode de détection et d'imagerie et de développer les outils permettant d'évaluer les performances de l'algorithme d'imagerie choisi.

1.3 Approche scientifique

Les ondes de Lamb (ondes mécaniques guidées par une plaque) ont été sélectionnées pour effectuer les différents types d'inspection requis. Leur haut niveau de sensibilité aux variations d'épaisseur (rapport longueur d'onde sur profondeur de défaut pouvant aller jusqu'à 40 expérimentalement selon Alleyne *et al.* [4]) en a fait un choix logique pour atteindre les objectifs visés par ce projet ainsi qu'un sujet de recherche pertinent et intéressant. Elles offrent de plus l'avantage de permettre d'effectuer l'inspection d'une pièce plus rapidement que les méthodes conventionnelles par ondes de volume (inspection point par point). La dispersion de vitesse des modes de Lamb cause généralement des problèmes d'interprétation des signaux, mais offre cependant certains avantages quant à la mesure d'épaisseur via certaines mesures de vitesse de ces modes.

Suite aux travaux effectués au cours des travaux de maîtrise de l'auteur [5-6], une approche basée sur la compensation de dispersion, dont la méthode d'imagerie SAFT (Synthetic Aperture Focusing Technique), a été sélectionnée pour atteindre les objectifs de détection et d'imagerie de corrosion. Deux avenues complémentaires ont ainsi été prévues, soit l'application du principe de compensation de dispersion à un A-Scan afin d'en simplifier l'interprétation, ainsi que le développement et la complétion de l'approche de compensation de dispersion par le SAFT, les travaux effectués précédemment sur ce sujet étant exploratoires et approximatifs. La génération de modes de Lamb par la méthode du sabot a été sélectionnée pour l'analyse de ces techniques puisqu'elle représente la méthode classique de génération d'ondes de Lamb, en plus de permettre de développer l'approche de compensation de dispersion de vitesse pour un cas de génération dont la géométrie est générale. Ainsi, le développement mathématique de l'application de la compensation de dispersion de vitesse s'est imposé pour cette méthode de génération. Finalement, l'étude de la résolution de l'approche de compensation de dispersion a été prévue afin de compléter l'étude de cette méthode. En raison du

phénomène de dispersion, l'approche classique de détermination de la résolution, soit l'analyse mathématique de la fonction d'étalement d'un point (point spread function – PSF), semble impossible. Ainsi, une approche numérique, i.e. par simulations, a été retenue pour effectuer cette étude. Le développement d'une méthode de simulation de données de type B-Scan représentant l'inspection par ondes de Lamb d'un réflecteur ponctuel a ainsi été choisi pour atteindre l'objectif fixé.

Tel qu'énoncé précédemment, le choix des ondes de Lamb pour atteindre l'ensemble des objectifs repose entre autres sur la possibilité d'effectuer une mesure d'épaisseur d'une plaque par l'analyse de la dispersion de vitesse d'un mode, et par conséquent d'une région corrodée (amincie). Or, les vitesses de phase et de groupe d'un mode de Lamb sont dispersives. Puisque la vitesse de phase d'une bande de fréquences peut être mesurée par une simple corrélation croisée [7], le développement d'une méthode de mesure de l'épaisseur d'une région érodée basée sur ce type de mesure a été retenu.

Ainsi, une première approche de la détection de la corrosion par érosion a été développée pour une inspection de type transmission. Celle-ci est basée sur une méthode de compensation de dispersion des signaux recueillis (Article I [8]), qui s'avère en fait être la version unidimensionnelle de l'algorithme d'imagerie SAFT adaptée aux propriétés dispersives des ondes de Lamb introduite au cours des études de maîtrise de l'auteur [5, 6] et qui fut plus tard rebaptisée L-SAFT. Cette approche a été développée de façon similaire à une inspection par transmission d'ondes de volume, c'est-à-dire qu'elle est basée sur les variations d'amplitude du signal reçu lorsque celui-ci passe dans l'entourage d'un défaut. La compensation de dispersion permet dans ce cas d'augmenter le contraste dans la perte d'amplitude lorsque comparé à celui obtenu pour une onde ayant traversé un milieu sain. De plus, cette méthode permet d'inverser le processus de dispersion de vitesse et d'interpréter les signaux d'ondes de Lamb plus aisément en transformant l'échelle de temps en distances.

Toujours en mode transmission, une méthode d'évaluation de la perte de matériau, ou diminution d'épaisseur, fut développée par la mesure de la vitesse de phase sous la région érodée (Compte-rendu de conférence I [9]). Cette approche ne fut étudiée que sommairement afin de vérifier la faisabilité de ce type de mesure. Il a été toutefois déterminé que la précision de cette méthode dépend de la capacité à localiser correctement les frontières de la région amincie sur l'axe de transmission des transducteurs.

La détection et la localisation de puits de corrosion, et par le fait même de corrosion par érosion localisée, a par la suite été étudiée à l'aide de l'algorithme L-SAFT. La détection de corrosion simulée et réelle de très faibles dimensions a été étudiée, ainsi que l'approche nécessaire quant au choix du mode de Lamb devant être employé selon la profondeur du défaut recherché (Article II [10]). Il est important de souligner que l'adaptation du SAFT à l'inspection par ondes de Lamb a fait l'objet d'une analyse approfondie, et ce dans le but de compléter les travaux effectués au cours des études de maîtrise de l'auteur. L'application approximative du SAFT a ainsi été corrigée et une formulation générale du SAFT a été effectuée afin de remplacer la formulation précédente et préciser le processus.

Le dimensionnement (caractérisation du défaut dans le plan de la plaque) du ou des puits de corrosion détectés étant étroitement lié aux propriétés de la méthode d'imagerie employée (L-SAFT), la modélisation de la génération d'ondes de Lamb dans une plaque à l'aide d'un sabot a été étudiée dans le but de simuler des données d'inspection de défauts ponctuels (Article III [11]) et ainsi posséder un outil d'évaluation de la résolution du L-SAFT.

L'originalité de ce travail de recherche est notable sur plusieurs points. Premièrement, le développement de la méthode de compensation de dispersion et de son utilisation possible pour la détection et la localisation de défauts (Article I [8]) constitue le premier point original de cette thèse, l'inspection par ondes de Lamb étant auparavant souvent restreinte aux portions non-dispersives des courbes de vitesse afin de simplifier

l'analyse des signaux. Les travaux portant sur le L-SAFT, soit le développement complet de la méthode terminant et corrigeant les travaux effectués pour la maîtrise de l'auteur sont également originaux ; en effet, aucune publication antérieure à celles de l'auteur ne porte sur la focalisation d'ondes de Lamb par une approche SAFT tout en permettant une inversion de la dispersion. De plus, une formulation 3D du SAFT a été proposée afin de considérer l'effet d'un sabot dans le cas d'ondes de Lamb générées par cette méthode. La publication de résultats de détection et d'imagerie de puits de corrosion de faibles dimensions par rapport à la longueur d'onde du mode de Lamb employé pour la détection représentait également, au moment de la publication de l'Article II [10], une avancée notable. Le développement de la méthode de caractérisation d'un amincissement dans une plaque présentée dans le Compte-rendu de conférence I [9], bien qu'il ne s'agisse là que d'études exploratoires, ajoute également à l'originalité de ces travaux. Finalement, la méthodologie de modélisation et de simulation de la génération et de la propagation d'ondes de Lamb dans une plaque (Article III [11]) permet de simuler rapidement et précisément une série de données d'inspection pulse-écho par ondes de Lamb et constitue une amélioration par rapport aux travaux retrouvés dans la littérature puisque ce modèle permet de représenter fidèlement la génération de modes hors de l'axe du transducteur. De plus, cette méthodologie de simulation permet de déterminer la résolution du SAFT en fonction des différents paramètres de l'inspection. Une analyse exhaustive des différentes définitions de la résolution du SAFT retrouvées dans la littérature a par ailleurs été effectuée pour compléter cette étude.

1.4 Plan de la thèse

La présente thèse est écrite selon la formule « par articles », mais comprend également plusieurs éléments d'une thèse classique, notamment en ce qui a trait aux nombreuses discussions supplémentaires et résultats qui sont pour l'instant non publiés.

La présentation des travaux est séparée en neuf (9) chapitres, incluant la section présente. Le chapitre II présente une introduction sur les ondes de Lamb, le phénomène de la dispersion de vitesse, ainsi que l'importance des propriétés mécaniques pour la

détection de défauts. Pour sa part, le chapitre III expose des méthodes de détermination des propriétés élastiques de plaques basées sur la mesure de courbes de vitesses des modes qui ont été effectuées et employées pour les travaux de cette thèse. Par la suite, le chapitre IV donne les principes de la compensation de la dispersion de vitesse et de la focalisation par le SAFT, respectivement à la base de la première méthode de détection étudiée (Article I) et du L-SAFT (Article II). Une formulation 3D du SAFT y est également présentée dans le but de comprendre et considérer adéquatement l'effet d'un sabot employé pour l'émission et la réception des modes de Lamb. Le premier article publié (Article I, [8]) est par la suite présenté au chapitre V. Le chapitre VI porte sur le premier compte-rendu de conférence, soit la mesure de profondeur d'une région érodée par la mesure des variations de la vitesse de phase d'un mode de Lamb (Compte-rendu de conférence I [9]). L'article portant sur la détection et l'imagerie de puits de corrosion par le L-SAFT est le sujet du chapitre VII (Article II [10]), alors que la méthode de modélisation et de simulation d'inspection de défauts ponctuels par ondes de Lamb générées à l'aide d'un sabot à angle (Article III [11]) ainsi que la résolution de l'algorithme SAFT font l'objet du chapitre VIII. Finalement, la conclusion de ces travaux est présentée au chapitre IX. Il est à noter que chacune des publications présentées dans ce manuscrit est suivie d'une discussion supplémentaire portant sur certains aspects importants mais qui ne furent pas directement abordés dans ces documents.

Chapitre II

Généralités sur les ondes de Lamb

Ce chapitre vise à exposer les principales caractéristiques des ondes employées dans le cadre des travaux effectués pour ce projet de recherche. L'onde de Lamb est tout d'abord présentée de façon sommaire quant au phénomène de la dispersion de vitesse; cela est suivi d'une étude de ses propriétés mécaniques qui sont utiles à la détection et possiblement la caractérisation de défauts.

2.1 Ondes de Lamb dans les matériaux isotropes

Lorsqu'un solide est de dimensions finies, i.e. il possède des interfaces, les contraintes mécaniques inhérentes à ces surfaces influencent la propagation d'ondes mécaniques et on parle alors d'ondes guidées. Il existe une très grande variété d'ondes mécaniques guidées, que ce soit par une surface (onde de Rayleigh), une interface solide-solide (onde de Stoneley), une couche et son substrat (onde de Love) ou une variété d'autres contraintes mécaniques, leur nombre est important. Parmi les géométries simples de guides d'onde, la plaque (milieu infini borné de deux interfaces parallèles) présente un cas intéressant et pratique étant donné l'abondance de celle-ci dans l'industrie. Dans ce cas particulier, deux types d'ondes guidées peuvent cohabiter : l'onde transversale horizontale (TH) et l'onde de Lamb.

Le modèle classique de l'onde de Lamb est celui d'une plaque isotrope d'épaisseur $2h$ située dans le vide, caractérisée par la vitesse des ondes de volume longitudinale (V_L) et transversale (V_T) du milieu étudié, ou par sa densité (ρ) et son module élastique de compression ou dilatation (c_{11}) et de cisaillement (c_{44}), définis par

$$V_L = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} \quad \text{et} \quad V_T = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}. \quad (2.1)$$

Dans une plaque, les ondes longitudinales (L) et transversales (T) subissent des réflexions multiples sur ses surfaces. Pour chacune de ces réflexions, l'onde incidente subit également une conversion vers l'autre type d'onde (une onde L incidente résulte en une combinaison d'onde L réfléchi et T obtenue par conversion de mode et vice-versa, tel que représenté à la figure. 2.1). Sous certaines conditions, il se produit un couplage entre ces ondes et un ou plusieurs modes de Lamb sont générés. L'onde de Lamb réfère ainsi à des perturbations élastiques se propageant dans une plaque solide semi-infinie dans laquelle les déplacements se font à la fois dans la direction de propagation de l'onde (parallèlement aux surfaces de la plaque) et perpendiculairement au plan de la plaque.

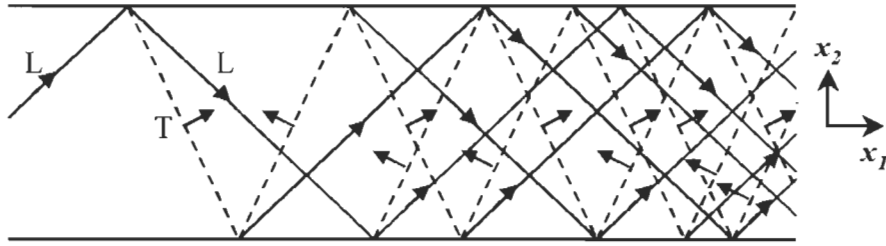


Fig. 2.1. Construction des ondes de Lamb à partir des ondes libres longitudinales (L) et transversales (T). Les ondes de Lamb résultantes se propagent selon l'axe x_1 .

Tel qu'illustré à la figure 2.1, l'onde de Lamb est polarisée dans le plan x_1x_2 (propagation en x_1) alors que l'onde transversale horizontale TH (plus souvent identifiée SH, pour Shear Horizontal) est perpendiculaire à ce plan. Ces deux types d'ondes sont donc indépendants, permettant ainsi de traiter isolément le problème de l'onde de Lamb.

Plusieurs développements sont possibles pour extraire les solutions des ondes de Lamb. La méthode des potentiels et celle des ondes partielles sont les plus populaires, la seconde étant la seule appropriée pour le cas de matériaux anisotropes [12, p.103]. Lorsque plusieurs media sont en jeu (structure à plusieurs couches), la méthode de la matrice de transfert ainsi que la méthode de la matrice globale sont plus appropriées [12,

p.198]. Toutefois, dans le cas qui nous intéresse, soit une plaque isotrope simple, la méthode des potentiels représente une approche simple et élégante et est par conséquent présentée ci-bas.

Le développement le plus souvent cité dans la littérature est celui proposé par Viktorov [13]. Royer et Dieulesaint [14] présentent pour leur part un développement légèrement différent, mais dont les conclusions sont les mêmes. Chacun des auteurs utilise la méthode des potentiels qui consiste à séparer le problème en deux potentiels indépendants décrivant la composante scalaire (ϕ) et vectorielle (ψ) du déplacement mécanique. La différence entre le développement des auteurs cités se situe au niveau du choix de la solution de ces potentiels, obtenus à partir des équations d'onde suivantes :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x_2^2} + p^2 \phi = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_2^2} + q^2 \psi = 0 \quad (2.2)$$

où p et q sont des nombres d'ondes définis par

$$p^2 = \frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2 \quad \text{et} \quad q^2 = \frac{\omega^2}{V_T^2} - k^2. \quad (2.3)$$

Le potentiel ϕ est associé à la déformation liée à la dilatation, alors que la déformation liée au cisaillement est décrite par ψ . Les solutions acceptables de ces équations d'ondes sont déterminées par les conditions aux limites sur les surfaces de la plaque ($x_2 = \pm h$), où les contraintes mécaniques normale et tangentielle au plan $x_1 x_2$ doivent s'annuler. Ce développement ayant déjà été présenté dans le cadre des études de maîtrise de l'auteur [5], il est par conséquent inutile de les présenter dans ce document. Nous obtenons ainsi, pour le déplacement mécanique,

$$u_1 = -ikB \cos(px_2 + \alpha) + qA \cos(qx_2 + \alpha) \quad (2.4)$$

pour la composante parallèle à la direction de propagation du mode de Lamb, et

$$u_2 = -pB \sin(px_2 + \alpha) + ikA \sin(qx_2 + \alpha) \quad (2.5)$$

pour la composante normale à la direction de propagation (le terme α est défini plus bas). L'équation de dispersion s'obtient par le calcul des contraintes mécaniques et la forme de solution proposée par Royer et Dieulesaint [14] s'écrit

$$\Delta(\omega, k) = (k^2 - q^2)^2 \cos(ph + \alpha) \sin(qh + \alpha) + 4k^2 pq \sin(ph + \alpha) \cos(qh + \alpha) = 0 \quad (2.6)$$

où les deux types d'ondes de Lamb, soit les modes symétrique et antisymétrique, sont respectivement distingués par $\alpha = 0$ et $\alpha = \pi/2$. Dans le premier cas, les vibrations se font symétriquement au plan central de la plaque, alors qu'elles sont asymétriques au plan dans le second cas, tel qu'illustré à la figure 2.2. Les différentes solutions orthogonales de cette équation caractéristique (les modes de Lamb) s'obtiennent en calculant ses racines et mènent aux courbes de dispersion individuelles des modes.

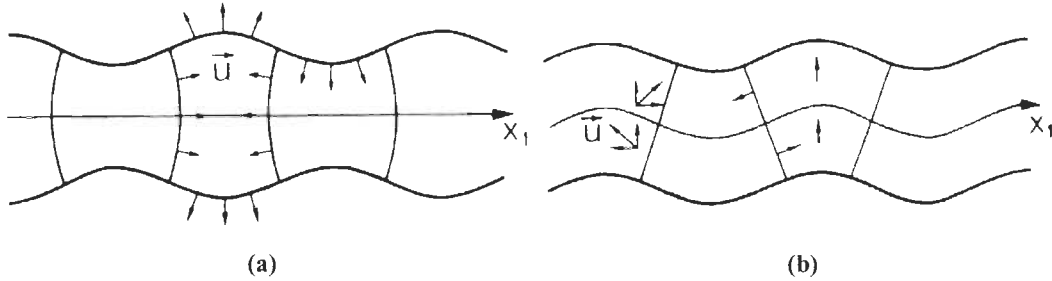


Fig. 2.2 Représentations du mouvement d'un mode de Lamb [14] (a) symétrique ; (b) antisymétrique.

Bien que l'équation de dispersion (2.6) s'obtienne en considérant le vide comme milieu ambiant, il est important de noter qu'elle demeure valide pour le cas plus commun d'une plaque dans l'air. Cependant, des corrections sont nécessaires lorsque le milieu ambiant est plus dense et que la vitesse de propagation des ondes libres dans ce milieu est plus proche de celle de la plaque.

2.2 Dispersion de vitesse

Une des particularités des ondes de Lamb est la dispersion de vitesse de ses nombreux modes, qui est décrite par l'équation (2.6) sous la forme implicite du nombre d'onde k en fonction du produit $\omega \cdot 2h$, où ω est la fréquence angulaire. D'un point de vue pratique, il est plus utile de définir la dispersion sous forme de la vitesse de phase plutôt que du nombre d'onde. Cette transformation peut s'effectuer en calculant préalablement la dispersion en k afin de calculer la vitesse de phase via

$$V_p(\omega \cdot 2h) = \frac{\omega}{k(\omega \cdot 2h)}. \quad (2.7)$$

L'équation (2.6) peut également être écrite sous la forme implicite de la vitesse de phase en fonction du produit fréquence-épaisseur (exprimé en terme du produit entre la fréquence angulaire et l'épaisseur, soit $\omega \times 2h$), permettant un calcul direct de la vitesse, soit

$$\begin{aligned} & \frac{1}{V_T^4} \left(2 \frac{V_T^2}{V_P^2} - 1 \right)^2 \cos(\eta \omega h + \alpha) \sin(\kappa \omega h + \alpha) \\ & + 4 \frac{1}{V_P^2} \eta \kappa \sin(\eta \omega h + \alpha) \cos(\kappa \omega h + \alpha) = 0 \end{aligned} \quad (2.8)$$

où

$$\eta = \frac{p}{\omega} = \sqrt{\frac{1}{V_L^2} - \frac{1}{V_P^2}} \quad \text{et} \quad \kappa = \frac{q}{\omega} = \sqrt{\frac{1}{V_T^2} - \frac{1}{V_P^2}}. \quad (2.9)$$

Les nombres d'onde η et κ étant généralement complexes, la solution numérique de l'équation (2.8) s'effectue en nombres complexes. Seules les vitesses longitudinale et transversale V_L et V_T ainsi que l'épaisseur $2h$ de la plaque doivent être connues. Il est

également possible de tracer les courbes de dispersion en fonction de la vitesse de groupe de l'onde V_G dont l'expression est

$$V_G = \frac{\partial \omega}{\partial k}. \quad (2.10)$$

Une distinction importante apparaît ici entre le comportement des ondes de Lamb par rapport aux ondes de volume longitudinales et transversales quant aux vitesses de phase et de groupe. La vitesse de phase exprime la vitesse à laquelle la phase d'une onde varie, alors que la vitesse de groupe décrit la vitesse de déplacement de cette onde dans un matériau. Physiquement, la vitesse de phase peut être décrite comme la vitesse à laquelle une onde occasionne un déplacement d'un nœud d'un réseau cristallin, alors que la vitesse de groupe exprime la vitesse à laquelle cette vibration mécanique est transmise d'un nœud à un autre dans la direction de propagation de l'onde. Dans le cas des ondes de volume, ces vitesses ne dépendent pas de la fréquence et sont constantes et identiques. Elles sont par contre dépendantes de la fréquence dans le cas des ondes de Lamb, d'où la nature dispersive de ces ondes, et ne sont pas égales. À titre d'exemple, les courbes de dispersion de quelques modes de Lamb sont tracées à la figure 2.3 pour une plaque d'acier au carbone.

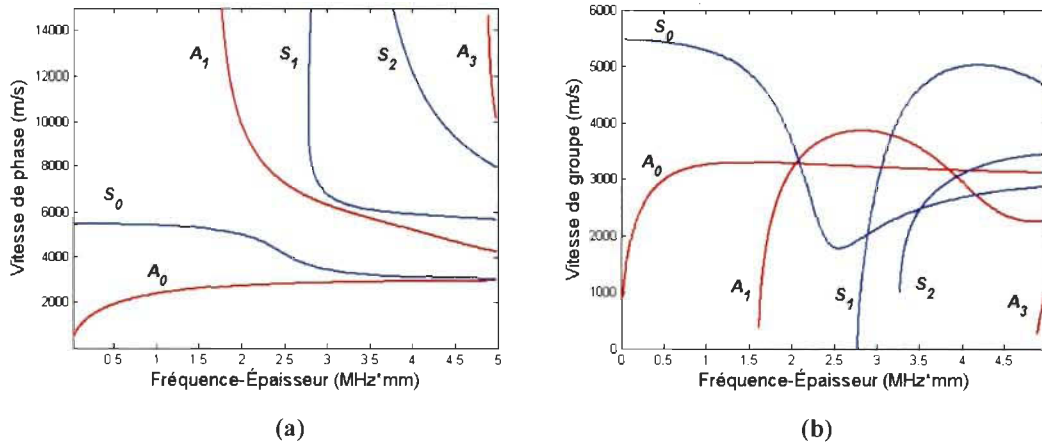


Fig. 2.3. Courbes de dispersion d'une plaque d'acier au carbone ($V_T = 3260$ m/s ; $V_L = 5960$ m/s).
(a) Vitesse de phase ; (b) Vitesse de groupe.

Les courbes de dispersion constituent un outil indispensable à toute inspection par ondes de Lamb puisque celles-ci nous permettent de connaître les vitesses de phase et de propagation des ondes (vitesse de groupe) en fonction de la fréquence de l'onde générée ainsi que de l'épaisseur de la plaque à inspecter. La démarche numérique permettant de calculer la relation de dispersion des modes de Lamb a déjà été présentée dans le cadre du projet de maîtrise de l'auteur [5] et il n'est pas nécessaire de reproduire ce développement ici. Il est cependant intéressant de noter que les courbes des vitesses de phase d'un type de mode (symétrique ou antisymétrique) ne se croisent jamais, contrairement aux modes de type différent [15]. Cette caractéristique permet une séparation numérique facile des courbes de différents modes. De plus, lorsque la fréquence tend vers l'infini, les modes fondamentaux A_0 et S_0 convergent vers la vitesse de l'onde de Rayleigh [13] dans le matériau (vitesse légèrement inférieure à la vitesse transversale), alors que les courbes des modes d'ordre supérieurs subissent toutes une inflexion autour de la vitesse longitudinale pour converger vers la vitesse transversale du matériau [16]. Cette situation est illustrée pour un acier au carbone à la figure 2.4.

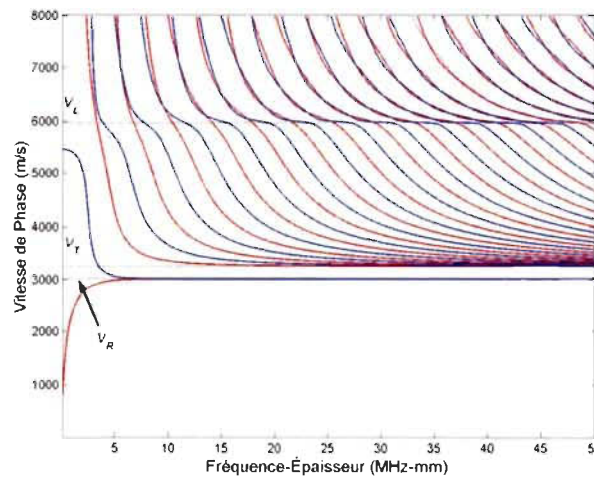


Fig. 2.4 Convergence des modes de Lamb aux hautes fréquences dans un acier au carbone. $V_T = 3260$ m/s ; $V_L = 5960$ m/s ; V_R = vitesse de l'onde de Rayleigh.

La dispersion de vitesse pose cependant généralement un problème d'interprétation : chacune des composantes fréquentielles d'une onde se propage à une vitesse différente, amenant la déformation temporelle de l'écho, tel qu'illustré en

exemple à la figure 2.5. De plus, la dispersion de vitesse résulte en une baisse d'amplitude rapide, et par conséquent une diminution du rapport signal-sur-bruit (SNR).

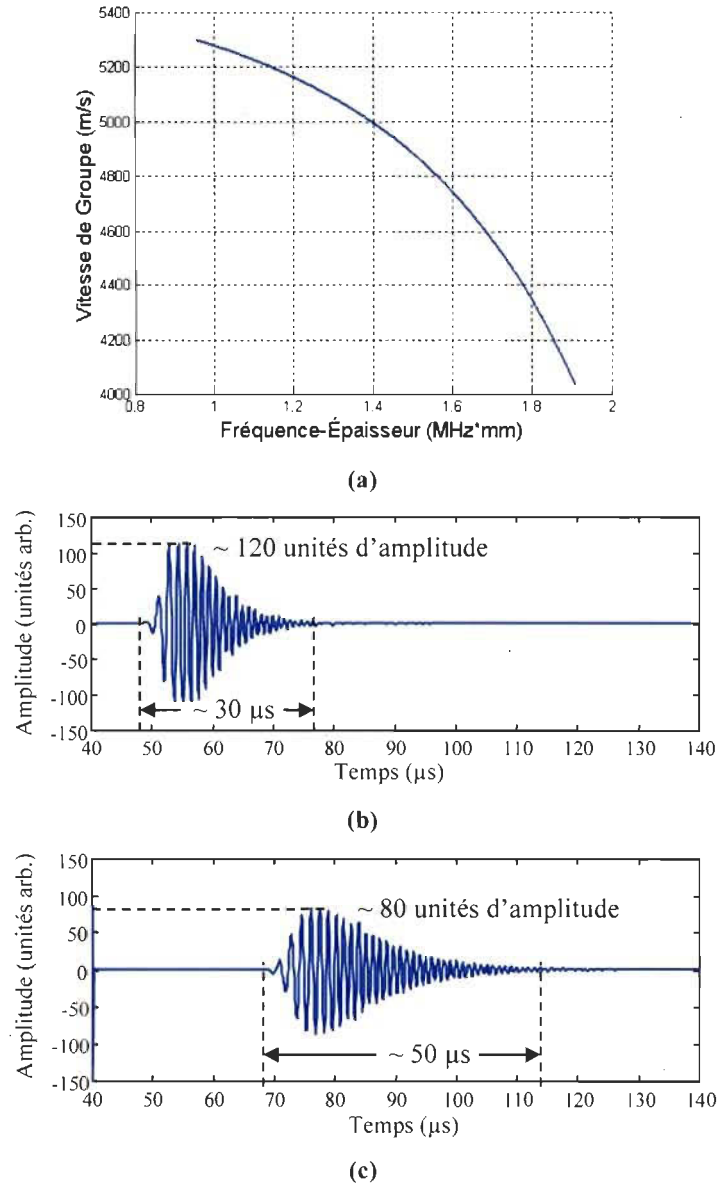


Fig. 2.5 Exemple de données expérimentales pour la propagation du mode S_0 dans une plaque d'acier au carbone ($V_T = 3260$ m/s, $V_L = 5960$ m/s) de 1.91 mm à une fréquence centrale d'environ 0.8 MHz (excitation toneburst de 4 cycles d'environ 4 μs). (a) Dispersion de la vitesse de groupe en fonction du produit fréquence-épaisseur pour la plage de fréquences générées ; (b) Signal enregistré pour une propagation d'environ 148 mm; (c) Signal enregistré pour une propagation d'environ 264 mm.

Ainsi, ce phénomène empêche généralement la détection adéquate d'un mode se propageant sur de longues distances. De plus, la mesure du temps-de-vol de l'écho est difficile, voire impossible puisque ce temps de vol doit être associé à la vitesse de la bonne composante fréquentielle. Par conséquent, deux solutions seulement existent : limiter l'inspection aux fréquences où la dispersion du mode d'intérêt est minimale ou appliquer un traitement de signal adéquat aux signaux recueillis. Seule la seconde option est valable si l'on veut exploiter le plein potentiel de détection offert par ce type d'onde.

2.3 Détection de défauts : propriétés mécaniques des ondes

Une autre propriété intéressante et particulièrement pertinente des ondes de Lamb est la possibilité de prédire la sensibilité d'un mode pour une valeur du produit fréquence-épaisseur donné. Ainsi, la sensibilité de détection d'un défaut vertical (perpendiculaire à la direction de propagation) peut être évaluée par l'analyse de la distribution des déplacements mécaniques et de la puissance en fonction de la profondeur dans la plaque parallèlement à l'épaisseur de celle-ci [17]. Par ailleurs, la sensibilité aux défauts horizontaux (dans le plan de la plaque) peut être estimée par la distribution des contraintes mécaniques en fonction de la profondeur dans la plaque [18]. Les équations décrivant ces variables physiques s'obtiennent en complétant l'analyse des ondes de Lamb qui a déjà mené à la relation de dispersion. Ainsi, les déplacements mécaniques u_1 et u_2 d'un mode à une position donnée x_1 le long de la plaque sont décrits par [14]

$$u_1 = qA \left[\cos(qx_2 + \alpha) - \frac{2k^2}{k^2 - q^2} \frac{\cos(qh + \alpha)}{\cos(ph + \alpha)} \cos(px_2 + \alpha) \right] \quad (2.11)$$

$$u_2 = ikA \left[\sin(qx_2 + \alpha) + \frac{2pq}{k^2 - q^2} \frac{\cos(qh + \alpha)}{\cos(ph + \alpha)} \sin(px_2 + \alpha) \right] \quad (2.12)$$

où x_2 représente la position relative au centre de la plaque ($-h \leq x_2 \leq h$) et A est une valeur d'amplitude pouvant être choisie arbitrairement pour ce besoin. La distribution de

puissance dans le plan de la plaque, c'est-à-dire la composante acoustique du vecteur de Poynting instantané pour les positions x_2 , est définie par [12,14]

$$P_1 = -\frac{1}{2} \{T_{11}U_1^* + T_{12}U_2^*\}, \quad (2.13)$$

où $U_{1,2}$ représente la distribution du champ de vitesse ($U_{1,2} = i\omega u_{1,2}$) et « * » est le conjugué complexe. Finalement, les distributions de contraintes normale T_{11} et tangentielle T_{12} sont données par

$$T_{11} = \frac{2ikqAc_{44}R}{(k^2 - q^2)} \left\{ \frac{\omega^2(V_L^2 - 2V_S^2)}{V_L^2V_S^2} + 2k^2 \right\} \cos(px_2 + \alpha) - 2ikqA\mu \cos(qx_2 + \alpha) \quad (2.14)$$

$$T_{12} = \frac{Ac_{44}4k^2pqR}{(k^2 - q^2)} \sin(px_2 + \alpha) + A\mu(k^2 - q^2) \sin(qx_2 + \alpha). \quad (2.15)$$

Il est important de noter que pour le travail présenté dans ce document, seule l'analyse de la sensibilité aux défauts verticaux a été effectuée (Article II, [10]). Quelques exemples de résultats de calculs des équations (2.11) à (2.13) sont illustrés à la figure 2.6 pour une longueur d'onde commune (2.5 mm pour une épaisseur de 1 mm), illustrant quelques propriétés inhérentes à la nature symétrique ou antisymétrique des modes. Tout d'abord, tel qu'illustré de manière générale à la figure 2.2, on peut voir que la nature du mode est la même que le déplacement mécanique parallèle à la direction de propagation (u_1) par rapport au centre de la plaque. De plus, la distribution de puissance est toujours symétrique par rapport au plan de la plaque.

Afin de déterminer la sensibilité des modes relativement à des défauts verticaux, les variables physiques importantes à considérer sont la puissance et le déplacement mécanique u_1 . Ainsi, à titre d'exemple, afin de détecter un défaut de surface, la puissance et le déplacement mécanique u_1 doivent être importants près de la surface de la plaque. Ainsi, selon la figure 2.6, les modes A_0 , S_1 , A_1 et A_3 sont appropriés pour la détection de

défauts de surface aux produits fréquence-épaisseur schématisés. Pour leur part, les modes S_0 et S_2 sont plus appropriés pour la détection de défauts localisés près du centre de la plaque. Cependant, ces critères ne sont pas les seuls à considérer pour optimiser une inspection. Ainsi, si la génération et la réception d'un mode de Lamb sont effectuées à l'aide d'un sabot (wedge), la composante de déplacement mécanique normale aux surfaces de la plaque (u_2) doit être suffisamment élevée pour permettre une transmission de l'onde de la plaque vers le sabot lors de la réception. Dans cette optique, le mode A_3 peut s'avérer un mauvais choix pour les conditions présentées.

Il est important de noter que les courbes de la figure 2.6 ne définissent pas le comportement des modes présentés pour tout produit fréquence-épaisseur, mais seulement pour la fréquence-épaisseur calculée. Ainsi, à titre d'exemple, la figure 2.7 présente les profils de déplacement mécanique et de puissance pour le mode S_1 à plusieurs produits fréquence-épaisseur. La figure 2.7 (b) montre entre autre un comportement particulier des modes symétriques, soit que le déplacement mécanique normal est nul aux surfaces de la plaque lorsque la vitesse de phase est égale à la vitesse longitudinale du matériau. Plus de détails concernant ce phénomène peuvent être trouvés dans Rose [12]. Tel que mentionné précédemment, l'utilisation d'un sabot limite le choix lors de la sélection d'un mode et la figure 2.7 (b) représente le meilleur exemple de ce phénomène : un déplacement mécanique normal nul signifie que le mode n'irradie pas dans le sabot et le transducteur ne peut donc rien capter. Cependant, il est important de remarquer que l'inspection n'est jamais limitée à une composante fréquentielle unique et par conséquent, les fréquences adjacentes peuvent être employées. L'utilisation d'une méthode de génération/détection alternative telle que le EMAT s'avère alors un meilleur choix puisque la réception du mode ne dépend pas du déplacement mécanique à la surface de la plaque.

Quoique partiellement empirique, cette méthode de détermination de la sensibilité d'un mode aux défauts verticaux s'avère utile quant à la sélection du ou des modes appropriés pour leur détection.

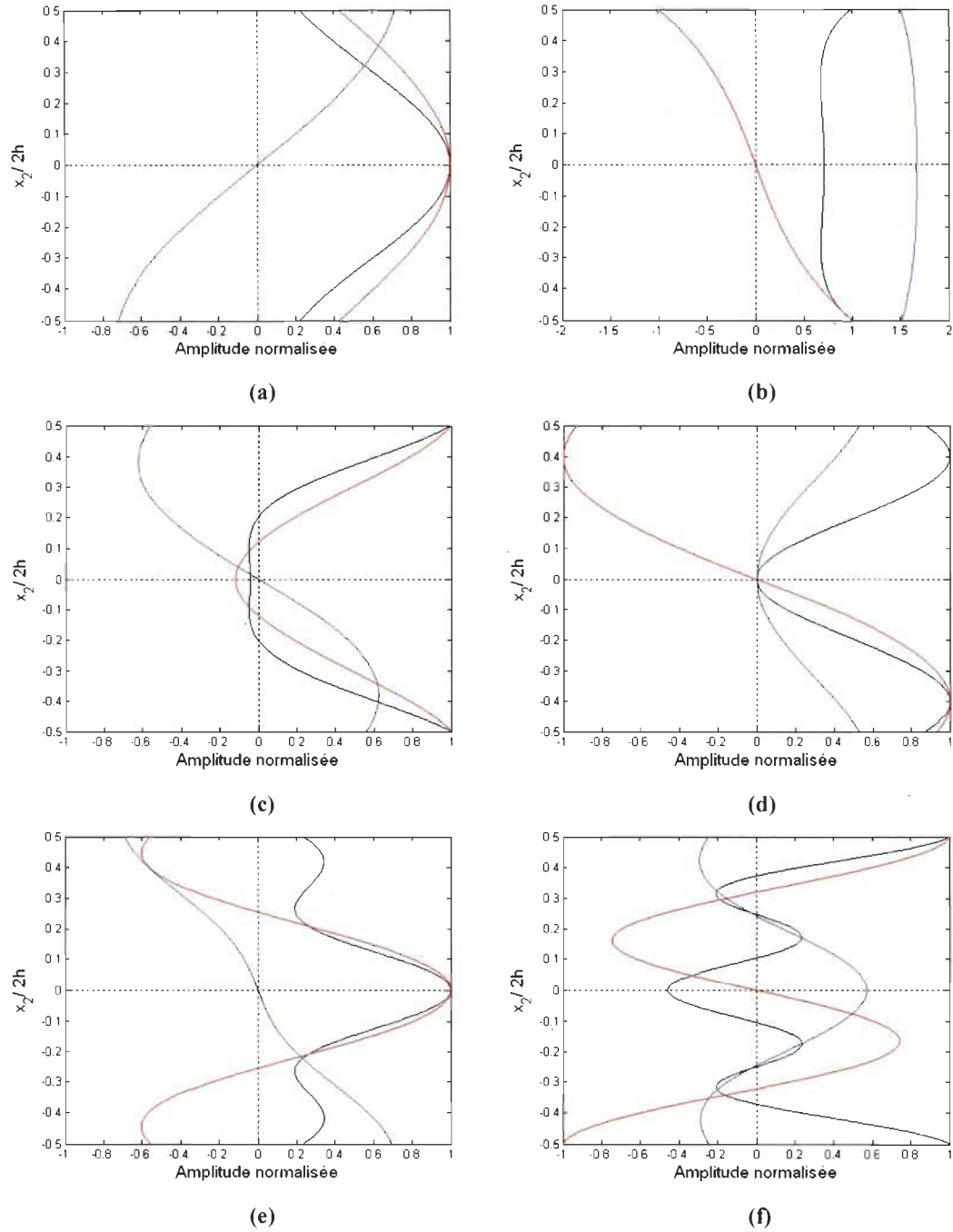


Fig. 2.6. Exemple de profils de déplacements mécaniques et de puissance pour une plaque d'acier au carbone ($V_T = 3260$ m/s, $V_L = 5960$ m/s). Lignes noires : puissance normalisée ; ligne rouge : déplacement mécanique parallèle u_1 (normalisé) ; ligne bleue : déplacement mécanique normal u_2 (normalisé à u_1). (a) S_0 ; (b) A_0 ; (c) S_I ; (d) A_I ; (e) S_2 ; (f) A_3 .

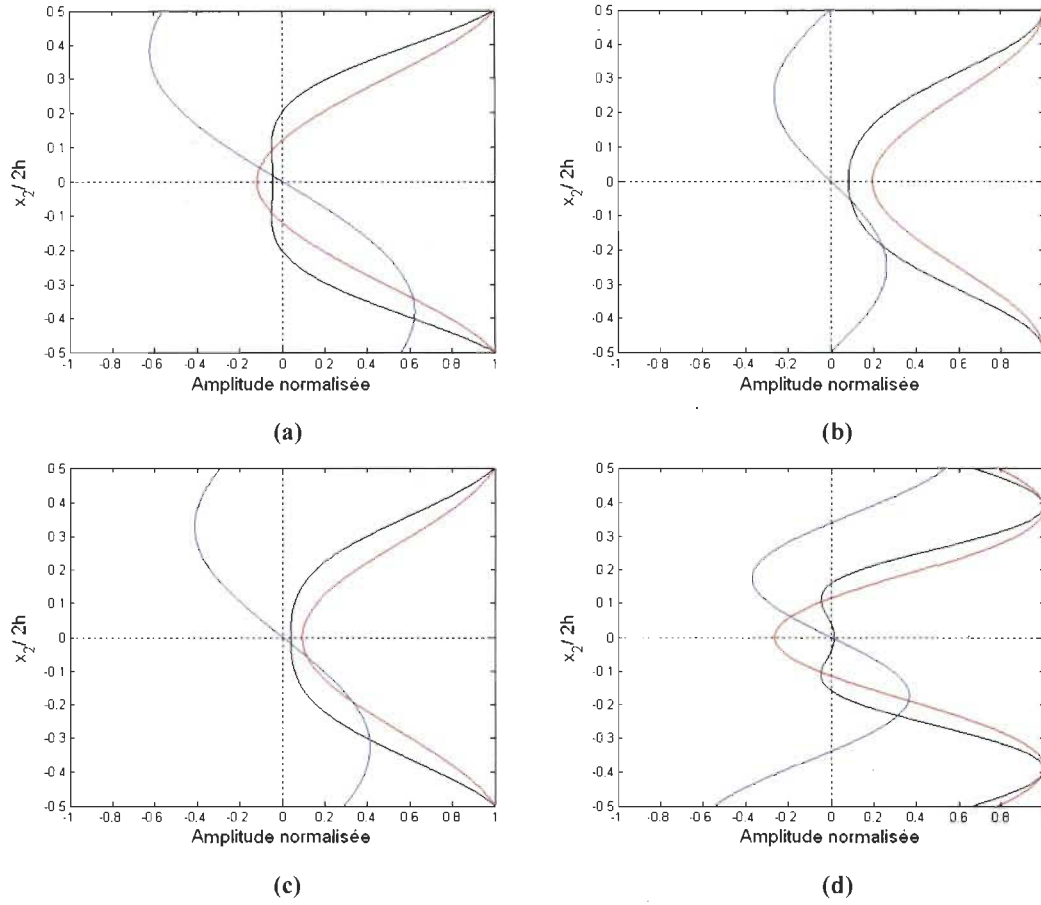


Fig. 2.7. Exemple de profils de déplacements mécaniques et de puissance du mode S_1 dans une plaque d'acier au carbone ($V_T = 3260$ m/s, $V_L = 5960$ m/s) à différentes longueurs d'ondes : (a) 2.5 mm ; (b) 1.53 mm (correspondant à la vitesse longitudinale du matériau) ; (c) 2.0 mm ; (d) 1.0 mm. Lignes noires : puissance normalisée ; ligne rouge : déplacement mécanique parallèle u_1 (normalisé) ; ligne bleue : déplacement mécanique normal u_2 (normalisé à u_1).

Chapitre III

Méthodes de caractérisation des propriétés élastiques des plaques

La connaissance précise des propriétés élastiques des plaques métalliques étudiées dans le cadre de ce projet s'est avérée d'une grande importance. Les différents algorithmes de traitement de signaux développés au cours de ces travaux dépendent toutes de ces propriétés et se sont avérés très sensibles aux erreurs d'estimation de ces dernières. Malheureusement, les vitesses longitudinales et transversales théoriques n'étaient pas disponibles pour tous les échantillons étudiés. Une méthode de caractérisation des plaques inconnues est alors devenue nécessaire. Une première méthode de caractérisation basée sur la mesure de la courbe de vitesse de phase d'un mode de Lamb a été employée à partir des travaux du compte-rendu de conférence I [9]. Au cours des travaux effectués pour l'article II [10], une seconde méthode de caractérisation, complémentaire à la première et basée sur la mesure de courbes de vitesse de groupe de modes de Lamb, a été développée et utilisée. Ainsi, deux approches de caractérisation des plaques mises à l'étude ont été employées préalablement à toute analyse de plaque dont les propriétés élastiques étaient incertaines ou inconnues, toutes deux sont basées sur des mesures de vitesse de modes de Lamb. Bien que ces méthodes n'aient pas fait l'objet de publications, elles représentent une partie importante de plusieurs expériences qui sont à la base des différentes publications présentées dans ce document.

Afin de bien illustrer les méthodes utilisées et la procédure suivie pour la caractérisation des plaques, un exemple de caractérisation d'une plaque est présenté avec la théorie. Cette plaque (acier inoxydable 302) a été étudiée pour les travaux du Compte-rendu de conférence I [9] et de l'Article II [10]. Les paramètres élastiques théoriques de

cette plaque sont de $V_T = 3120 \text{ m/s}$ et $V_L = 5660 \text{ m/s}$. Puisque pour chacune des deux méthodes présentées, les vitesses de phase et groupe sont fonction du produit fréquence-épaisseur, l'épaisseur de la plaque à l'étude a du être mesurée précisément et un vernier électronique (incertitude de $\pm 0.01 \text{ mm}$) a été employé pour l'ensemble des travaux.

3.1 Mesure de vitesse de phase

La mesure de vitesse de phase d'un mode de Lamb est connue et repose sur des principes simples. Soit $\zeta(\omega)$ et $\xi(\omega)$ la représentation fréquentielle de signaux recueillis dans des conditions de génération identiques et dont les échos correspondent à la propagation d'un mode unique dont la dispersion est décrite par le nombre d'onde $k(\omega)$ sur des distances respectives de r_1 et r_2 . Ces signaux s'écrivent sous la forme

$$\zeta(\omega) = \zeta_0(\omega) e^{-ik(\omega)r_1} \quad \text{et} \quad \xi(\omega) = \xi_0(\omega) e^{-ik(\omega)r_2}, \quad (3.1)$$

où $\zeta_0(\omega)$ et $\xi_0(\omega)$ sont des termes d'amplitude complexes pouvant inclure la propagation d'une onde L dans un sabot. Dans ce cas, les équations (3.1) peuvent être réécrites sous la forme

$$\zeta(\omega) = [\zeta_0'(\omega) e^{-ik_{Sabot}r_{Sabot}}] e^{-ik(\omega)r_1} \quad \text{et} \quad \xi(\omega) = [\xi_0'(\omega) e^{-ik_{Sabot}r_{Sabot}}] e^{-ik(\omega)r_2}, \quad (3.2)$$

où k_{Sabot} est le nombre d'onde du sabot et r_{Sabot} est la distance totale parcourue dans le sabot. Sous cette forme, $\zeta_0'(\omega)$ et $\xi_0'(\omega)$ sont purement réels. La différence de phase entre ces deux signaux s'obtient par l'intermédiaire de la corrélation croisée

$$\mathcal{G}(\omega) = \zeta(\omega) \cdot \xi^*(\omega) = \zeta_0'(\omega) \xi_0'(\omega) e^{-ik(\omega)[r_1 - r_2]}, \quad (3.3)$$

et elle s'écrit

$$\Delta\phi(\omega) = -k(\omega)(r_1 - r_2) = \frac{\omega}{V_p(\omega)}(r_2 - r_1). \quad (3.4)$$

La mesure de la courbe de vitesse de phase d'un mode s'effectue donc par la mesure de la différence de phase entre deux signaux aux propriétés identiques mais qui se sont propagés sur des distances différentes. La vitesse de phase s'écrit

$$V_p(\omega) = \frac{\omega \Delta r}{\Delta\phi(\omega)} \quad (3.5)$$

où $\Delta r = r_2 - r_1$. Un déroulement de phase est cependant requis, généralement suivi d'une correction de phase (sauts entiers de 2π) nécessaire en raison d'une absence d'information aux fréquences inférieures à la bande de fréquence de mesure. Nous avons alors

$$\Delta\phi'(\omega) = \Delta\phi(\omega) \pm m2\pi \quad (3.6)$$

où m est entier, et la vitesse de phase s'écrit finalement

$$V_p(\omega) = \frac{\omega \Delta r}{\Delta\phi'(\omega)} \quad (3.7)$$

Selon Kawald *et al.* [7], la précision d'un tel type de mesure est de l'ordre de 1%.

Partant de la courbe de vitesse de phase mesurée, il est possible d'extraire les propriétés V_L et V_T de la plaque par une mesure préalable de son épaisseur afin d'obtenir la courbe $V_p(\omega \cdot 2h)$. Utilisant les équations (2.8) et (2.9), les vitesses V_L et V_T peuvent être estimées avec la série de points mesurés pour $V_p(\omega \cdot 2h)$. Alors que deux valeurs de $V_p(\omega \cdot 2h)$ sont nécessaires pour calculer les propriétés recherchées, il est préférable d'utiliser une série de points afin de minimiser les effets du bruit de mesure.

Puisque cette méthode de mesure ne constitue pas un objectif primordial à la réalisation de ce projet mais plutôt un outil de travail, la méthode d'extraction des paramètres V_L et V_T employée n'a pas été automatisée. La procédure de première caractérisation a été effectuée manuellement de la façon suivante. Les valeurs théoriques d'une plaque de même nature que celle étudiée sont prises comme première approximation. À titre d'exemple, les vitesses d'un acier connu sont employées pour évaluer celles d'un acier inconnu. Dans le cas de l'exemple présenté (acier inoxydable 302), les paramètres élastiques utilisés sont ses propres valeurs théoriques, soit $V_T = 3120 \text{ m/s}$ et $V_L = 5660 \text{ m/s}$. Suite à une mesure de l'épaisseur à l'aide d'un vernier ($1.82 \pm 0.01 \text{ mm}$), une première série de courbes de dispersion des vitesses de phase est tracée (figure 3.1) en se basant sur les vitesses approximées. L'angle et la fréquence d'excitation du mode S_0 sur la plage de fréquences-épaisseur offrant un bon niveau de dispersion sont par la suite déterminés (identifié par une flèche sur la figure 3.1). Dans le cas de l'exemple présenté, la fréquence d'excitation a été fixée à 1 MHz. L'angle d'incidence du sabot θ_i est pour sa part calculé à l'aide de la vitesse de phase dans le sabot (V_{p1}) et du mode de Lamb (V_{p2}) via la loi de Snell-Descartes, et ce en considérant un angle de réfraction de 90° .

$$\sin(\theta_i) = \frac{V_{p1}}{V_{p2}}. \quad (3.8)$$

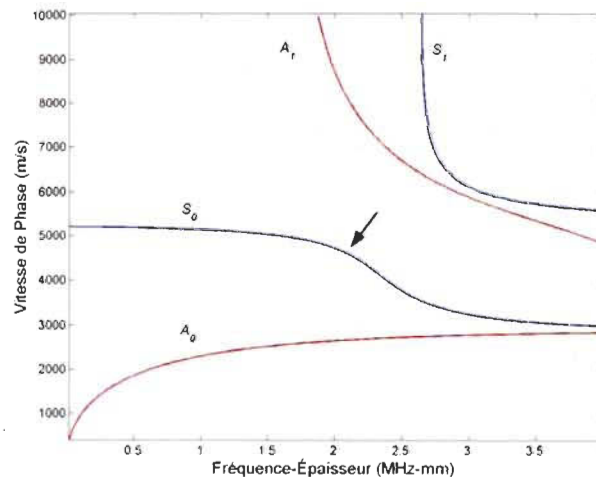


Fig. 3.1. Courbes de dispersion (vitesse de phase) d'une plaque d'acier inoxydable 302.

On se sert par la suite du mode en question pour effectuer les deux mesures $\psi(\omega)$ et $\xi(\omega)$ requises (figure 3.2) afin d'effectuer la mesure de vitesse de phase décrite par les équations (3.1) à (3.7).

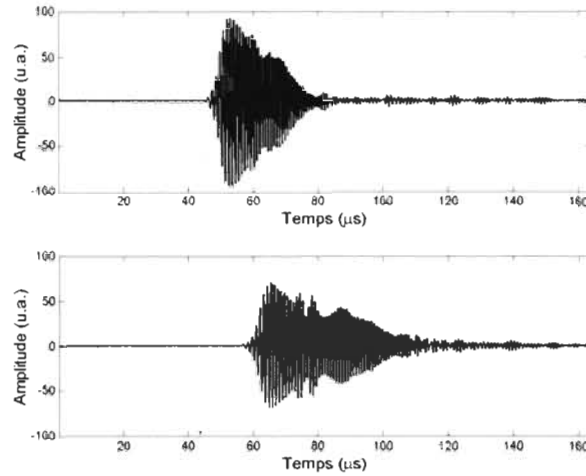


Fig. 3.2. Échos enregistrés pour le mode S_0 dans une plaque d'acier inoxydable 302 pour deux distances de propagation différentes (la différence de propagation est de 55 mm entre les deux mesures). U.a. : unités arbitraires.

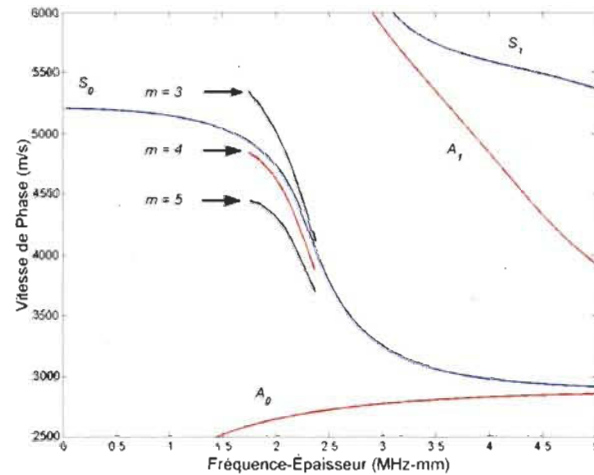


Fig. 3.3. Exemples de correction de phase de la courbe de vitesse de phase mesurée dans la plaque d'acier inoxydable 302.

Suite à la mesure de différence de phase [équation (3.4)], un déroulement de phase et une correction de phase manuelle [équation (3.5) à (3.7)] sont effectués afin d'obtenir une courbe de $V_p(\omega \cdot 2h)$ du même ordre de grandeur que celle estimée précédemment pour le mode S_0 généré (figure 3.3) pour la bande de fréquences excitée. Une fois la courbe la plus probable obtenue (à partir d'une correction de phase de $m = 4$ dans l'exemple présenté, tel qu'illustré à la figure 3.3), les couples de V_L et V_T permettant de satisfaire chacun des points de $V_p(\omega \cdot 2h)$ mesurés sont tracés dans un intervalle entourant les valeurs théoriques estimées (figure 3.4), et ce à partir de la relation de dispersion (équations (2.8) et (2.9)). Finalement, le point de croisement de ces courbes est déterminé manuellement et une première estimation des vitesses V_L et V_T est obtenue.

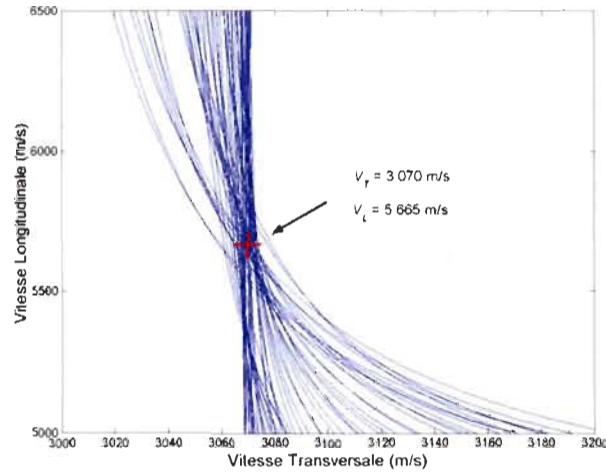


Fig. 3.4. Courbes des couples de valeurs (V_T , V_L) possibles à partir de chacune des composantes de vitesse de phase mesurées.

Cette estimation des paramètres est finalement employée pour vérifier si le calcul théorique du mode employé (S_0 dans le cas qui nous intéresse) correspond bien à la courbe de vitesse de phase mesurée dans l'intervalle de 1% d'erreur (figure 3.5).

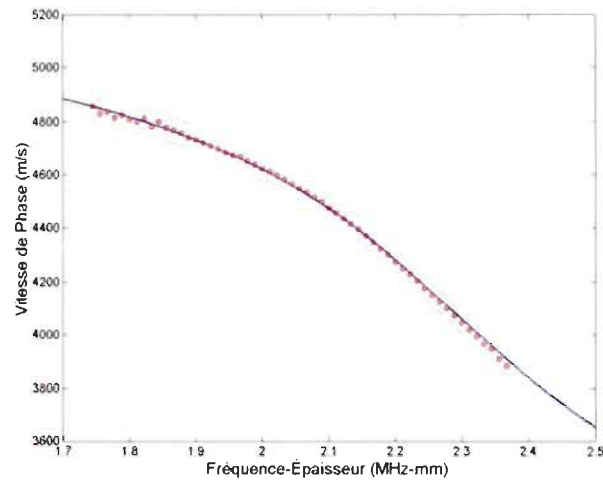
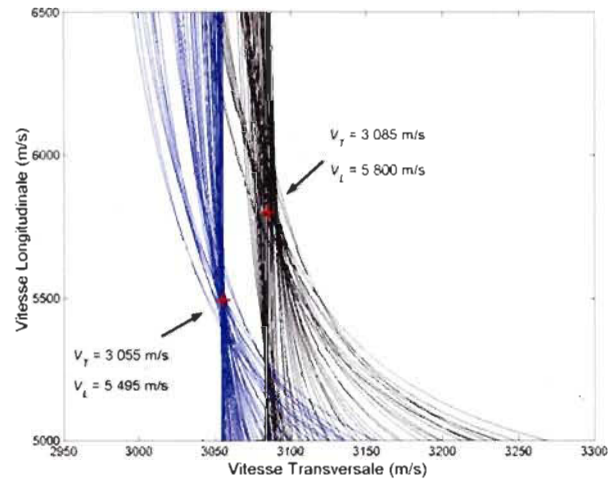
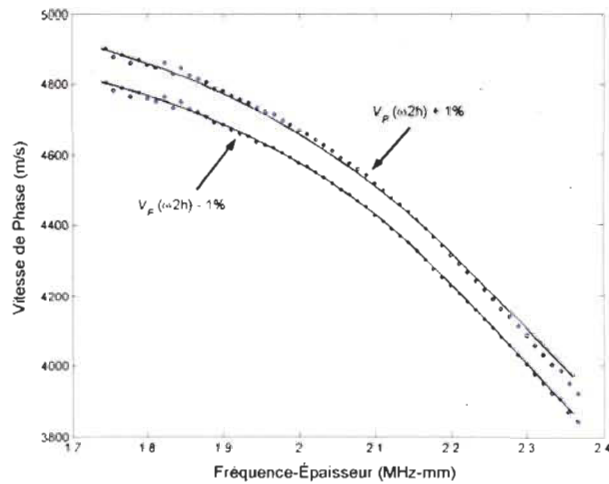


Fig. 3.5. Vérification de la justesse d'évaluation des paramètres élastiques de la plaque d'acier inoxydable 302 par une comparaison entre la courbe de vitesse mesurée (cercles) et la courbe calculée à partir des vitesses estimées (bleu). Les courbes pointillées représentent les erreurs de $\pm 1\%$ sur la vitesse de phase mesurée.

Il est important de noter que l'incertitude de 1% sur la mesure de la courbe $V_p(\omega \cdot 2h)$ mentionné auparavant ne s'applique pas directement aux quantités V_T et V_L estimées. Ainsi, afin de quantifier l'erreur sur ces paramètres élastiques, la recherche des valeurs de V_T et V_L correspondant aux courbes décrivant l'incertitude sur $V_p(\omega \cdot 2h)$ (pointillés de la figure 3.5) permet d'estimer l'erreur probable de la mesure. La figure 3.6 présente les courbes de V_L en fonction de V_T satisfaisant ces courbes de vitesse de phase.



(a)



(b)

Fig. 3.6. Évaluation de l'incertitude sur la mesure des paramètres élastiques de la plaque d'acier inoxydable. (a) Évaluation des paramètres élastiques correspondant aux courbes de dispersion passant par les courbes d'incertitude de 1% sur la courbe de vitesse de phase mesurée. (b) Vérification des vitesses longitudinales et transversales trouvées en (a) par comparaison des incertitudes basées sur la mesure (points) et des courbes de dispersion correspondantes calculées (traits noirs).

Ainsi, d'après les résultats correspondant à une incertitude de mesure de 1% sur $V_p(\omega \cdot 2h)$ et présentés à la figure 3.6, les paramètres V_T et V_L de la plaque se situent dans l'intervalle $3055 \text{ m/s} < V_T < 3085 \text{ m/s}$ et $5495 \text{ m/s} < V_L < 5800 \text{ m/s}$, soit une incertitude d'environ 0.5% sur V_T et d'environ 3% sur V_L . Il est cependant difficile de

généraliser cette incertitude à toute mesure du même type, particulièrement lorsqu'un mode différent est employé pour effectuer la mesure. Il est par contre raisonnable de penser que les incertitudes de chacune des mesures effectuées au cours de ces travaux sont toutes près de celle estimée ici puisque le mode S_0 a été employé pour toutes les caractérisations, et ce pour la même région sur l'axe de fréquence-épaisseur.

Il est à noter que la méthode de croisement des courbes de V_L en fonction de V_T (figure 3.4) donne des résultats variables en fonction de l'isotropie réelle du matériau. Ainsi, tel que présenté en exemple supplémentaire à la figure 3.7, il est intéressant de remarquer qu'un matériau tel que l'aluminium (série 3000 dans le cas présent), plus près d'un matériau parfaitement isotrope que la plupart des aciers, permet une mesure plus précise des propriétés recherchées grâce à un point de croisement plus précis sur le graphique de V_L vs V_T . Alors que les paramètres élastiques théoriques de cette plaque sont, d'après le programme de courbes de dispersion commercial Disperse© (développé par le Imperial College de Londres), de $V_T = 3133 \text{ m/s}$ et $V_L = 6348 \text{ m/s}$, les vitesses estimées à l'aide de la méthode présentée ici sont de $V_T = 3133 \text{ m/s}$ et $V_L = 6395 \text{ m/s}$.

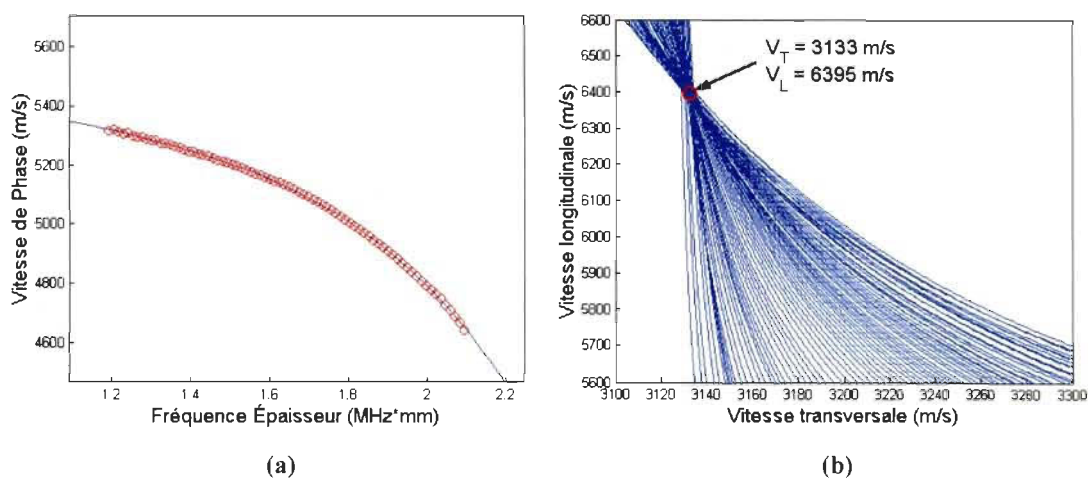


Fig. 3.7. Exemple de caractérisation des propriétés élastiques d'une plaque d'aluminium par la méthode de mesure de vitesse de phase du mode S_0 . (a) Vitesse de phase mesurée (cercles) et calculée à partir des paramètres élastiques mesurés (ligne bleue). (b) Courbes d'évaluation des paramètres élastiques via le croisement des solutions possibles pour chacune des composantes de vitesse de phase mesurée.

Bien que l'incertitude sur les paramètres élastiques mesurés soit relativement grande dans le cas de la vitesse longitudinale et que l'isotropie relative du matériau affecte le résultat, cette méthode offre une première estimation valable des paramètres recherchés, estimation que la méthode de caractérisation suivante permet de raffiner.

3.2 Mesure du temps de vol (vitesse de groupe)

Afin de confirmer le résultat de l'approche précédente, une technique de caractérisation basée sur la vitesse de groupe d'un ensemble de modes a été conçue ; cette mesure peut être effectuée grâce à l'utilisation d'une représentation temps-fréquence d'un signal mesuré. En effet, pour une distance de propagation connue, cette représentation peut être traduite sous la forme de vitesse de groupe en fonction de la fréquence. En plus d'éviter les problèmes liés à une mauvaise correction de phase, celle-ci permet de comparer les vitesses mesurées et théoriques de plusieurs modes, augmentant ainsi la précision de la mesure. Il existe plusieurs techniques permettant d'effectuer la transposition d'un signal temporel dans un espace temps-fréquence, (spectrogramme, spectrogramme réassigné (reassigned spectrogram) [19, 20], transformée en ondelettes [21], distribution pseudo-Wigner-Ville (PWVD) [22], etc.). Pour les fins de ces travaux, le spectrogramme a été choisi en raison de sa simplicité.

L'objectif du spectrogramme est d'identifier les composantes fréquentielles et leur amplitude sur une échelle de temps via la transformée de Fourier. La représentation temps-fréquence $S(\omega, t)$ d'un signal $s(t)$ s'écrit [20] :

$$S(\omega, t) = \frac{1}{2\pi} \int e^{-i\omega\tau} s(\tau) h(\tau - t) d\tau \quad (3.9)$$

où $h(t)$ est une fenêtre temporelle et τ est la position temporelle du centre de la fenêtre.

Le spectre de densité d'énergie (le spectrogramme) se définit comme

$$E(\omega, t) = |S(\omega, t)|^2. \quad (3.10)$$

Ainsi, effectuer la transformée de Fourier successive des signaux obtenus en faisant glisser une fenêtre sur celui-ci donne la représentation temps-fréquence désirée. Malheureusement, il est impossible d'obtenir une précision simultanée sur les échelles de temps et de fréquence. Une fenêtre couvrant une large plage temporelle permet une bonne précision fréquentielle mal localisée dans le temps alors qu'une plus petite fenêtre permet une bonne localisation temporelle d'une information fréquentielle moins bien définie. Le spectrogramme réassigné permet d'améliorer la résolution d'un spectrogramme [20], mais seul le spectrogramme simple est considéré pour ces travaux. Le type de fenêtre $h(t)$ choisi est de type hanning, tel que suggéré par Niethammer *et.al.* [20]. Puisqu'un spectre offrant simultanément une bonne résolution temporelle et fréquentielle ne peut pas être généré à l'aide d'un simple spectrogramme, deux spectrogrammes distincts ont été produits pour chacune des mesures effectuées. Ainsi, un spectrogramme présentant une bonne résolution temporelle et un second favorisant la résolution fréquentielle ont été comparés. Suite à une série d'essais préliminaires, des fenêtres d'un nombre de points correspondants à $N_p/4+1$ et $N_p/8+1$ ont respectivement été employés pour les spectres à haute résolution fréquentielle et temporelle, N_p correspondant au nombre de points du signal étudié.

Afin de permettre la génération et la réception d'un maximum de modes, la source et le récepteur doivent être ponctuels et l'utilisation de lasers est la méthode habituellement employée [19, 20, 22]. Cependant, pour les besoins de ces travaux, une méthode de génération différente a été utilisée. En absence de lasers, des transducteurs piézoélectriques de petites tailles ont servi à l'excitation et la réception des modes de Lamb (un élément Krautkramer de 1 MHz, 4 mm x 5 mm avec un élément SIGMA Transducers de 1 MHz, 3 mm x 5 mm). Le signal mesuré pour la caractérisation présentée en exemple à la figure 3.8 est un signal de 2048 points échantillonné à

12.5 MHz et la distance séparant les éléments est de $\Delta r = 55 \text{ mm}$. L'excitation des éléments a été effectuée à l'aide d'une carte de génération de type spike (excitation de courte durée) qui fait partie du système ARIUS II de l'IRH. Un tel type d'excitation génère des ondes pour l'ensemble de la bande de fréquence de l'élément piézoélectrique afin de favoriser l'excitation d'un maximum de modes de Lamb.

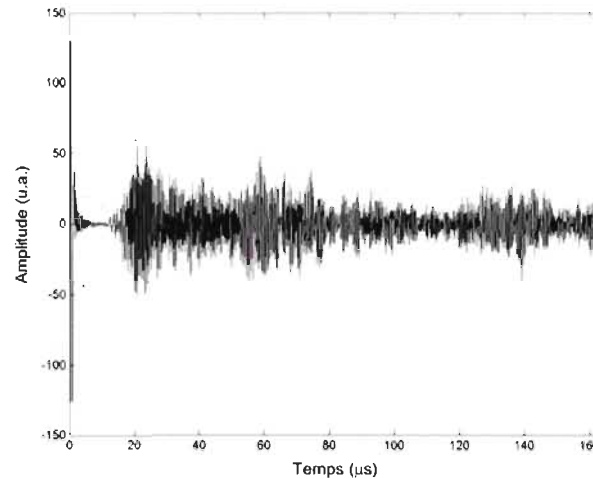


Fig. 3.8. A-Scan enregistré correspondant à la propagation (transmission) d'un groupe de modes de Lamb excités et reçus par deux transducteurs de faible taille en contact direct sur une plaque d'acier inoxydable 302. U.a. : unités arbitraires.

Le principal inconvénient de cette méthode de génération est lié à la bande de fréquences limitée des éléments piézoélectriques ne permettant pas l'excitation et la réception d'un très grand nombre de modes. De plus, cette méthode permet surtout la génération des modes près de leur fréquence de coupure puisque ces éléments piézoélectriques ne permettent pas une excitation sphérique comme un laser peut le faire. Ainsi, l'énergie des ondes générées est principalement concentrée autour d'un angle d'excitation de 0° , favorisant les modes à leur fréquence de coupure. Cette caractéristique mène à des spectrogrammes ayant un contraste trop grand entre les fréquences favorisées et les autres régions des courbes de dispersion. Ainsi, plutôt que d'utiliser la définition formelle du spectrogramme [équation (3.10)], le contraste des images des spectres présentés ci-après a été amélioré de façon strictement empirique en employant la formulation

$$f(\omega, t) = \sqrt[4]{E(\omega, t)} = \sqrt{S(\omega, t)}. \quad (3.11)$$

Bien qu'empirique, cette représentation permet de récupérer le maximum d'information possible sur les zones de moindre énergie de manière à favoriser la vérification de la validité des courbes estimées grâce à la méthode précédente. Il est tout de même avantageux d'obtenir l'information aux fréquences de coupure des modes de Lamb pour compléter le processus de caractérisation puisque celles-ci sont reliées aux paramètres V_T et V_L de la plaque. En effet, les modes symétriques pairs (S_{2n}), impairs (S_{2m+1}) ainsi que les modes antisymétriques pairs (A_{2n}) et impairs (A_{2m+1}) relient la fréquence de coupure aux propriétés élastiques selon [14] :

$$S_{2n} \rightarrow f_c \times 2h = nV_T \quad (3.12)$$

$$S_{2m+1} \rightarrow f_c \times 2h = \left(m + \frac{1}{2}\right)V_L \quad (3.13)$$

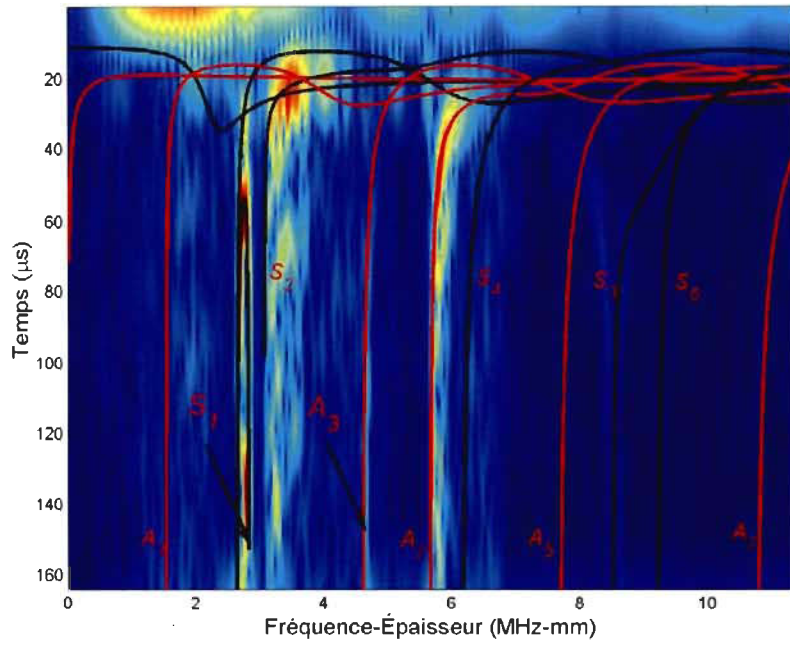
$$A_{2n} \rightarrow f_c \times 2h = nV_L \quad (3.14)$$

$$A_{2m+1} \rightarrow f_c \times 2h = \left(m + \frac{1}{2}\right)V_T \quad (3.15)$$

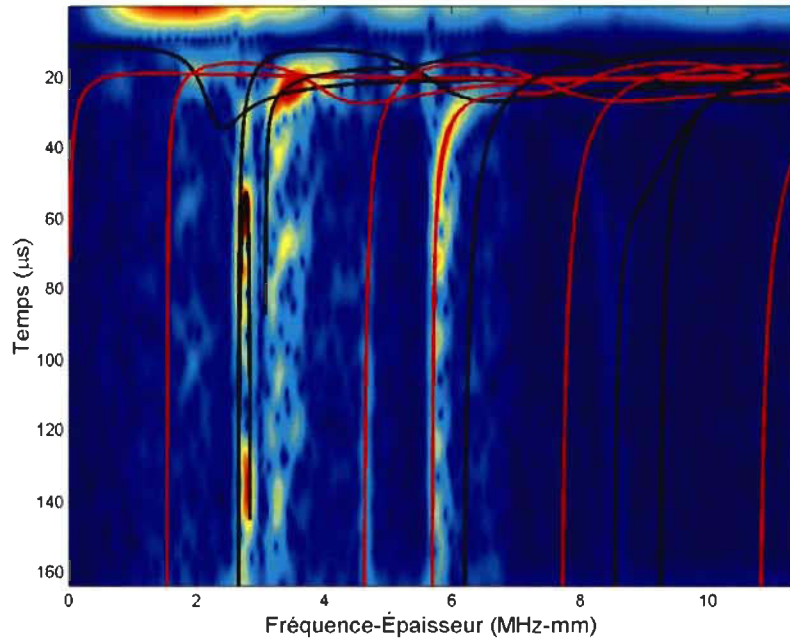
À partir des paramètres élastiques estimés de la méthode précédente ($V_T = 3070 \text{ m/s}$ et $V_L = 5665 \text{ m/s}$ pour l'exemple présenté), l'ordre d'apparition des modes peut être déterminé grâce aux équations (3.12) à (3.15). Ainsi, on trouve que l'ordre des modes symétriques apparaissant sur la plage de fréquences-épaisseur de 0 à $6.25 \text{ MHz} \times 1.82 \text{ mm}$ est S_1, S_2, S_4, S_3 et S_6 , alors que l'ordre des modes antisymétriques est A_1, A_3, A_2, A_5, A_7 et A_4 (non illustré sur les spectrogrammes). La figure 3.9 présente les deux spectrogrammes générés pour la plaque présentée en exemple, où les courbes de dispersion calculées à partir des paramètres élastiques déterminés par la méthode précédente y sont superposées. La correspondance entre les portions de courbes obtenues par le spectrogramme et celles obtenues par la méthode de vitesses de phase confirment l'approximation des paramètres élastiques effectuée précédemment. Puisque l'information des modes n'est pas complète,

les caractéristiques recherchées sont une bonne correspondance des fréquences de coupure et la concentration d'énergie aux points de croisement de plusieurs modes.

La figure 3.9(a), dont la résolution fréquentielle est favorisée, permet d'observer une certaine déviation des courbes théoriques approximatives dans les régions des fréquences de coupure des modes. Les fréquences de coupure des modes S_1 et A_3 sont assez nettement définies pour permettre de corriger les valeurs de V_T et V_L en mesurant la position respective de ces modes sur l'axe fréquence-épaisseur et en utilisant les équations (3.13) et (3.15). Malheureusement, les modes S_2 et A_2 ne présentent pas une résolution suffisante pour améliorer la précision de la mesure. Il est cependant préférable de mesurer la position des fréquences de coupure de plusieurs modes afin d'obtenir une meilleure approximation des vitesses recherchées. La mesure des positions des modes S_1 et A_3 a mené à une légère correction des paramètres élastiques, soit $V_T = 3075 \text{ m/s}$ et $V_L = 5680 \text{ m/s}$. Afin de confirmer cette mesure, une nouvelle comparaison entre les spectrogrammes et les courbes de dispersion théoriques calculées à l'aide de ces nouveaux paramètres a été effectuée (figure 3.10). Le spectrogramme favorisant la résolution fréquentielle [figure 3.10(a)] confirme la correction apportée sur les vitesses par une meilleure correspondance entre les courbes théoriques et mesurées des modes S_1 et A_3 .

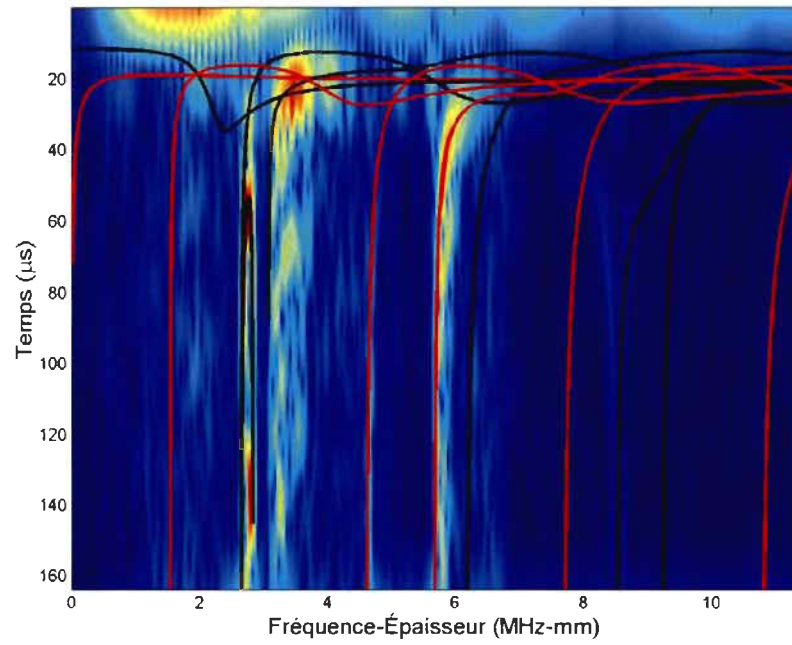


(a)

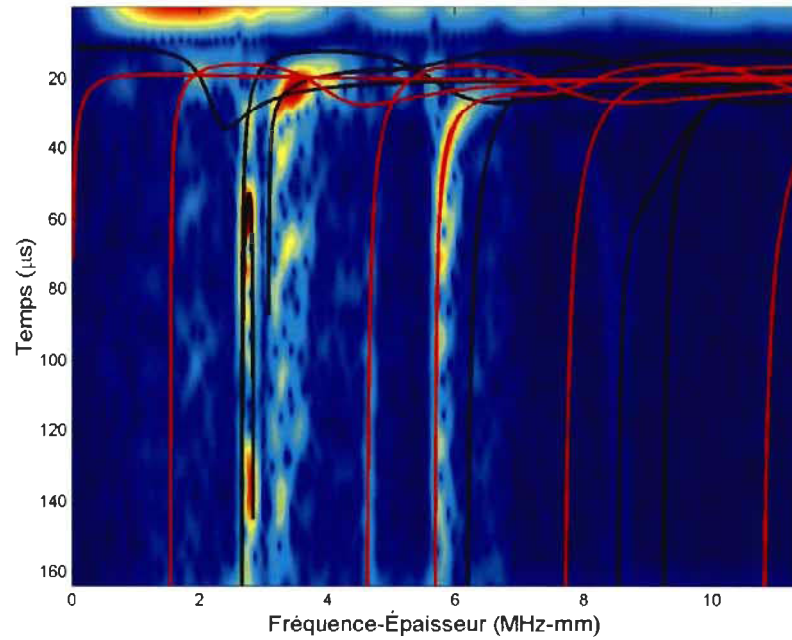


(b)

Fig. 3.9. Spectrogrammes du A-Scan présenté à la figure 3.8 où la résolution est (a) fréquentielle ; (b) temporelle. Les courbes superposées au spectrogramme correspondent aux courbes des modes symétriques (noir) et antisymétriques (rouge) calculées à partir des vitesses $V_T = 3070 \text{ m/s}$ et $V_L = 5665 \text{ m/s}$ estimées par la méthode de vitesse de phase.



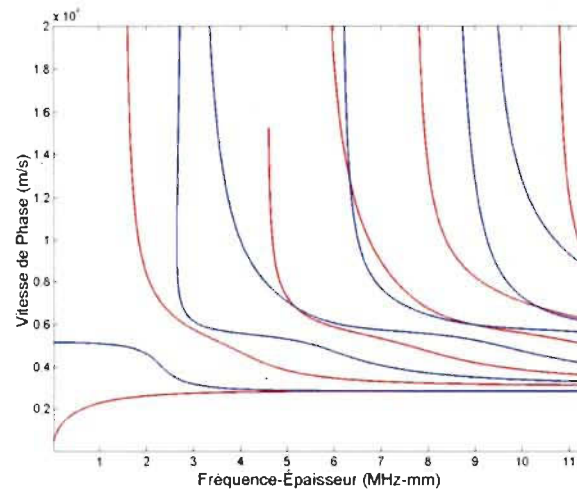
(a)



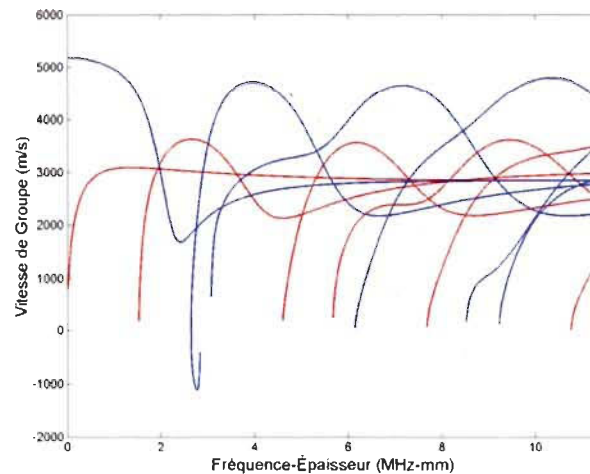
(b)

Fig. 3.10. Vérification des nouveaux paramètres élastiques estimés par la comparaison des spectrogrammes avec les courbes théoriques correspondant à ces nouveaux paramètres (modes symétriques : noir ; modes antisymétriques : rouge). (a) Résolution fréquentielle ; (b) Résolution temporelle.

Une fois les paramètres élastiques bien déterminés, les courbes de dispersion précises de la plaque à l'étude peuvent être générées (figure 3.11).



(a)



(b)

Fig. 3.11. Courbes de dispersion de la plaque d'acier inoxydable tracées à partir des paramètres élastiques estimés à l'aide de la méthode basée sur les vitesses de groupe.

Il est difficile d'estimer l'incertitude de mesure sur les paramètres élastiques obtenus avec cette seconde méthode de caractérisation. Cependant, puisque cette dernière mène à des résultats se situant dans l'intervalle d'incertitude de la méthode précédente, il

est raisonnable de penser que l'incertitude des méthodes combinées ne dépasse pas celle établie auparavant (environ 0.5% pour V_T et 3% pour V_L).

Afin d'évaluer correctement l'incertitude liée à cette méthode de caractérisation, l'approche la plus simple semble être via la largeur du spectre fréquentiel associé aux modes employés (S_1 et A_3 dans l'exemple étudié) près de leur fréquence de coupure. Cependant, alors que le mode A_3 présente une information compacte et claire, il n'en est pas de même pour le mode S_1 . Dans ce cas, le contenu fréquentiel est une superposition de composantes du mode près de sa fréquence de coupure et de composantes inférieures à la fréquence de coupure. Ce phénomène est causé par le comportement particulier du mode S_1 près de sa fréquence de coupure, alors que deux vitesses de phase et groupe différentes existent pour une même fréquence, tel qu'illustré sur les spectrogrammes. Afin d'évaluer l'incertitude sur la détermination des paramètres élastiques dans ce cas précis, la largeur visible du contenu fréquentiel du mode A_3 et la demi largeur du contenu du mode S_1 ont par conséquent été considérés pour déterminer les limites de validité de la mesure. L'incertitude sur la mesure de V_T (mode A_3) est ainsi de $\pm 10 \text{ m/s}$ (0.3%) alors que l'incertitude sur V_L est de $\pm 130 \text{ m/s}$ (2.3%).

Il est important de noter que la position exacte des fréquences de coupure n'est pas accessible directement sur les spectrogrammes (elles correspondent à une vitesse de phase infinie) et la mesure de la fréquence de coupure des modes doit être légèrement décalée (fréquence inférieure) afin d'obtenir une bonne correspondance entre les courbes mesurées et théoriques. L'incertitude déterminée précédemment est cependant valable dès que l'estimation des paramètres élastiques permet de superposer les courbes théoriques aux spectres des modes voulus.

Chapitre IV

Focalisation synthétique et compensation de la dispersion de vitesse

Ce chapitre vise à présenter les principes de base sur lesquels reposent les travaux effectués pour les articles I, II, ainsi qu'une portion de l'article III et du compte-rendu de conférence I de ce projet de recherche. L'approche étudiée consiste à compenser, ou inverser numériquement le processus de dispersion afin d'en contrer les effets négatifs tel que la diminution accentuée du rapport signal-sur-bruit. Ainsi, deux approches ont été proposées pour effectuer cette tâche. Une partie du projet de maîtrise de l'auteur portant sur la compensation de dispersion via l'utilisation de l'algorithme d'imagerie SAFT constitue une des approches étudiée et améliorée dans le cadre de ces travaux. La seconde approche, dérivée du SAFT, fut développée spécifiquement dans le cadre de ce projet de doctorat et consiste à effectuer la compensation de dispersion individuellement sur chacun des signaux recueillis. Ces deux méthodes se basent sur des principes physiques de propagation des ondes et peuvent être directement reliées au phénomène de la diffraction par une ouverture.

Une partie importante de ce chapitre porte sur le développement du SAFT, tout d'abord pour une onde de volume dont la propagation tridimensionnelle s'effectue dans un seul et dans plusieurs matériaux successifs, suivi de l'extraction des cas 2D et 1D du SAFT. Par la suite, le SAFT est exprimé pour le cas spécifique des ondes de Lamb générées à l'aide d'un sabot sous sa forme 2D telle que proposée dans les travaux de maîtrise de l'auteur [5] et corrigée dans le cadre de ces travaux à l'article II [10], puis sous sa forme 3D telle qu'exprimée par le modèle SAFT 3D présenté précédemment.

4.1 Synthetic Aperture Focusing Technique (SAFT)

L'objectif du SAFT est, à partir d'une série de données d'inspection enregistrés dans le plan défini par $(x, y, z = 0)$ et définie par $s(x, y, z = 0, t)$ (ensemble de A-Scans), de déterminer une fonction $B(x, y, z)$ décrivant les propriétés du matériau à l'étude (éléments réflecteurs et/ou diffractant). L'algorithme SAFT existe sous une forme temporelle, qui est historiquement la première approche étudiée, et fréquentielle, qui est l'approche retenue ici. Il est sous-entendu que l'échantillonnage temporel et spatial de la série de données $s(x, y, z = 0, t)$ respecte le théorème d'échantillonnage de Whittaker-Shannon [23], soit que l'intervalle Δt de temps d'échantillonnage est

$$\Delta t \leq \frac{1}{2f_{\max}}, \quad (4.1)$$

où f_{\max} est la composante fréquentielle maximale à mesurer, et que les intervalles Δx et Δy respectent

$$\Delta x, \Delta y \leq \left\{ \frac{\lambda_{\min}}{2} = \max \left(\frac{V_P(f)}{2f} \right) \right\}, \quad (4.2)$$

où λ_{\max} est la longueur d'onde maximale à mesurer, et qui se réduit généralement à

$$\Delta x, \Delta y \leq \frac{V_P(f_{\max})}{2f_{\max}}, \quad (4.3)$$

où f_{\max} est la composante fréquentielle maximale à mesurer. La transformée de Fourier temporelle $S(x, y, 0, \omega)$ des traces $s(x, y, 0, t)$ s'écrit

$$S(x, y, 0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} s(x, y, 0, t) e^{-i\omega t} dt, \quad (4.4)$$

où le temps de référence est considéré être $t_0 = 0$ et signifie que tous les signaux $s(x, y, 0, t)$ sont enregistrés à partir du temps d'émission du pulse initial, et où ω est la fréquence angulaire. Appliquant une transformée de Fourier spatiale bidimensionnelle à la série de données $S(x, y, 0, \omega)$, nous obtenons la représentation spectrale angulaire de ce champ de pression acoustique, soit

$$A(k_x, k_y, 0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(x, y, 0, \omega) e^{-i[k_x x + k_y y]} dx dy, \quad (4.5)$$

où k_x et k_y sont respectivement les composantes du nombre d'onde angulaire k parallèles aux axes x et y . La représentation spectrale $A(k_x, k_y, 0, \omega)$ des données enregistrées $s(x, y, 0, t)$ décrit donc le champ de pression enregistré à $z = 0$.

4.2 Formulation du SAFT dans le domaine de Fourier

Selon le modèle scalaire de la diffraction, le champ de pression acoustique d'une onde passant par une ouverture peut être déterminé en tout point derrière celle-ci si le champ de pression acoustique est connu dans le plan de l'ouverture. Posons $U(k_x, k_y, 0)$ le champ de pression acoustique sur une ouverture située dans le plan $(x, y, z = 0)$ ($U(k_x, k_y, 0)$ est l'illumination de l'ouverture en optique). Selon le modèle scalaire de la diffraction, le champ de pression acoustique se définit, en tout point (x, y, z) ,

$$U(x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(k_x, k_y, 0) e^{i[k_x x + k_y y + k_z z]} dk_x dk_y dk_z. \quad (4.6)$$

Mathématiquement, l'équation (4.6) est un ensemble de transformée de Fourier spatiale inverse de $U(k_x, k_y, 0)$ selon les axes x , y et z (transformée tridimensionnelle), où le terme $e^{i[k_x x + k_y y + k_z z]}$ est le propagateur de l'onde vers la coordonnée (x, y, z) .

Considérons maintenant le plan d'acquisition de données d'inspection comme une ouverture par laquelle une onde passe, où le champ de pression acoustique est connu à $z = 0$ (la surface de l'ouverture) et correspond aux données recueillies. Il est ainsi possible de formuler une méthode basée sur le modèle de diffraction pour décrire le champ de pression derrière l'ouverture. Soit z , la profondeur de reconstruction voulue et $e^{ik_z z}$ la fonction permettant de propager le champ acoustique à la profondeur voulue, où k_z est la composante du nombre d'onde angulaire parallèle à l'axe z . Dans l'espace des nombres d'onde, le champ propagé (propagation inverse) de l'ouverture vers la profondeur z s'exprime

$$B(k_x, k_y, z, \omega) = A(k_x, k_y, 0, \omega) e^{ik_z z}, \quad (4.7)$$

où k_z est à déterminer. Afin de formuler le problème correctement, il est important de considérer les propriétés de la série de données en fonction du type d'inspection effectuée. Dans le but de simplifier l'analyse, il est utile de restreindre le problème à la propagation d'une onde dans le plan (x, y) . Le processus de focalisation au point (x, y) implique l'application d'un facteur de propagation permettant de mettre les ondes en phase en ce point. Or, si une réflexion s'est produite à la coordonnée (x_0, y_0) , la phase de l'écho enregistré s'exprime par l'argument du facteur de propagation

$$e^{-i\vec{k} \cdot (2\vec{r}_0)} = e^{-i(2k_x' x_0 + 2k_y' y_0)}, \quad (4.8)$$

où le nombre d'onde angulaire k , dont les composantes sont k_x' et k_y' , est dispersif, soit

$$k = \frac{V_p(\omega)}{\omega} = \frac{V_p}{\omega} = \sqrt{(k_x')^2 + (k_y')^2}. \quad (4.9)$$

Dans le but de propager inversement les ondes reçues vers la coordonnée (x_0, y_0) , nous devons considérer la propagation telle qu'elle s'est produite, soit sur une distance totale de $2r_0$ (figure 4.1 (a) et (b)). Cependant, pour effectuer la focalisation vers une coordonnée donnée (x, y) , le facteur de propagation inverse doit permettre une propagation simple vers ce point, soit sur une distance r . Afin de formuler correctement le problème, il est utile de revenir à la série de transformées de Fourier effectuées sur les données enregistrées. Par analogie aux équations (4.4) et (4.5), nous avons une série de données $s(x, 0, t)$ échantillonnée selon l'axe x dont la représentation dans l'espace des nombres d'onde k_x et des fréquences angulaires ω s'écrit

$$A(k_x, 0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} s(x, 0, t) e^{-i\omega t} dt \right] e^{-ik_x x} dx. \quad (4.10)$$

Ici, le nombre d'onde k_x et les coordonnées x sont liés par la propagation de l'onde telle qu'elle s'est produite parallèlement à l'axe x . Pour une inspection pulse-écho, (équation 4.8), la composante de phase résultant de cette composante de la propagation s'exprime $-2k_x' x$. L'espace k_x obtenu par la transformée de Fourier $x \rightarrow k_x$ correspond ainsi à

$$k_x = 2k_x' \quad (4.11)$$

De la même façon, nous définissons la composante k_y du nombre d'onde correspondant à un aller-retour vers la coordonnée y en fonction de la composante k_y' de la propagation sous la forme

$$k_y = 2k_y' \quad (4.12)$$

Reliant ces expressions au nombre d'onde k de la propagation aller-retour, nous obtenons le nombre d'onde k_1 de la propagation inverse simple (figure 4.1 (c)) soit, d'après (4.9),

$$k_1 = 2k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \quad (4.13)$$

dont les composantes sont k_x et k_y . Pour une propagation vers une coordonnée (x, y, z) , le même principe s'applique et le nombre d'onde de la propagation inverse s'écrit

$$k_1 = \frac{2\omega}{V_p} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}. \quad (4.14)$$

Une façon alternative de comprendre la nature de (4.14) est de considérer que les échos enregistrés par la sonde à $(0,0,0)$ sont émises par le réflecteur positionné à (x, y, z) . Puisque la phase est donnée par l'argument de (4.8) et qu'il est maintenant supposé que l'onde s'est propagée sur une distance $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, il en résulte que le nombre d'onde permettant de propager l'écho enregistré vers la coordonnée (x, y, z) est $k_1 = 2k$.

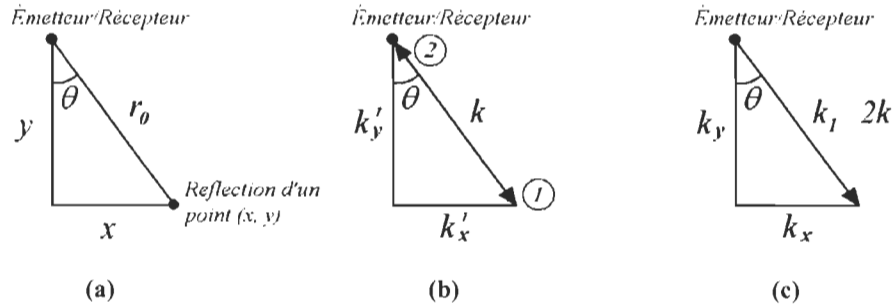


Fig. 4.1. (a) Distance entre l'émetteur/récepteur localisé à $(0,0)$ et un réflecteur à un point (x, y) . (b) Schématisation du nombre d'onde décrivant la propagation aller-retour vers la coordonnée (x, y) . (c) Composantes du nombre d'onde pour une propagation inverse vers la coordonnée (x, y) . L'angle θ est identique pour (a), (b) et (c).

Considérant le nombre d'onde défini pour la propagation inverse, nous pouvons définir la composante k_z de l'équation (4.7) en fonction des composantes connues, soit, de l'équation (4.14),

$$k_z = \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_p}\right)^2 - k_x^2 - k_y^2}, \quad (4.15)$$

d'où (4.7) devient

$$B(k_x, k_y, z, \omega) = A(k_x, k_y, 0, \omega) e^{iz \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_p}\right)^2 - k_x^2 - k_y^2}}. \quad (4.16)$$

Appliquant une transformée de Fourier spatiale inverse à $B(k_x, k_y, z, \omega)$ selon les axes x et y , nous obtenons

$$B(x, y, z, \omega) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B(k_x, k_y, z, \omega) e^{i[k_x x + k_y y]} dk_x dk_y, \quad (4.17)$$

soit, d'après (4.16),

$$B(x, y, z, \omega) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, k_y, 0, \omega) e^{iz \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_p}\right)^2 - k_x^2 - k_y^2}} e^{i[k_x x + k_y y]} dk_x dk_y \quad (4.18)$$

Intégrant $B(x, y, z, \omega)$ par rapport aux fréquences ω et divisant par 2π (voir l'explication suivant l'équation (4.31)), nous obtenons finalement

$$B(x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, k_y, 0, \omega) e^{iz \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_p}\right)^2 - k_x^2 - k_y^2}} e^{i[k_x x + k_y y]} dk_x dk_y d\omega. \quad (4.19)$$

L'équation (4.19) décrit le processus de focalisation du SAFT. Deux méthodes équivalentes mathématiquement peuvent être employées pour obtenir $B(x, y, z)$ en pratique: employer l'équation (4.19) telle que formulée, ou effectuer un changement de

variables afin de formuler $B(x, y, z)$ en termes de transformées de Fourier inverse spatiales seulement.

4.2.1 Méthode 1: Intégrale sur les fréquences

Puisque l'intégrale sur les fréquences de l'équation (4.19) ne représente pas une forme directe de la transformée de Fourier inverse, il est pratique de la remplacer par une somme, d'où

$$B(x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \sum_{|\omega|=\omega_1}^{\omega_2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, k_y, 0, \omega) e^{iz \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_p} \right)^2 - k_x^2 - k_y^2}} e^{i[k_x x + k_y y]} dk_x dk_y \right] \Delta\omega \quad (4.20)$$

où ω_1 et ω_2 sont respectivement la limite inférieure et supérieure de la bande de fréquences utile du spectre et $|\omega|$ indique que la sommation est effectuée sur les composantes fréquentielles positives et négatives.

4.2.2 Méthode 2: Changement de variables de ω vers k_z

Une seconde méthode permettant d'obtenir $B(x, y, z)$ consiste à effectuer un changement de variables de ω vers k_z afin d'obtenir une forme de transformée de Fourier inverse en k_z . Effectuant la dérivée de ω par rapport à k_z à partir de l'équation (4.15), nous obtenons

$$\frac{d\omega}{dk_z} = \frac{1}{2} \left[\frac{2\omega}{V_p} \frac{dV_p}{dk_z} + \frac{k_z V_p^2}{2\omega} \right] \quad (4.21)$$

où nous pouvons reformuler

$$\frac{dV_p}{dk_z} = \frac{dV_p}{dk} \frac{dk}{dk_z}. \quad (4.22)$$

D'après (4.9)

$$\frac{dV_p}{dk} = \frac{1}{k} \frac{d\omega}{dk} - \frac{\omega}{k^2} \quad (4.23)$$

où nous avons la définition de la vitesse de groupe

$$\frac{d\omega}{dk} = V_G, \quad (4.24)$$

d'où (4.23) devient

$$\frac{dV_p}{dk} = \frac{1}{k} (V_G - V_p). \quad (4.25)$$

Pour sa part, d'après (4.13) et (4.14),

$$\frac{dk}{dk_z} = \frac{k_z V_p}{4\omega}. \quad (4.26)$$

L'équation (4.22) devient alors, employant les résultats obtenus en (4.25) et (4.26),

$$\frac{dV_p}{dk_z} = \frac{k_z V_p^2}{4\omega^2} (V_G - V_p). \quad (4.27)$$

L'équation (4.21) exprimant le changement de variables recherché devient finalement, utilisant le résultat de (4.27),

$$\frac{d\omega}{dk_z} = \frac{1}{2} \left[\frac{2\omega}{V_p} \frac{k_z V_p^2}{4\omega^2} (V_G - V_p) + \frac{k_z V_p^2}{2\omega} \right], \quad (4.28)$$

qui se réduit à

$$\frac{d\omega}{dk_z} = \frac{k_z V_p V_G}{4\omega}. \quad (4.29)$$

L'équation (4.29) nous permet d'effectuer le changement de variables recherché, soit

$$d\omega = \frac{k_z V_p V_G}{4\omega} dk_z. \quad (4.30)$$

Il est important de rappeler que les termes de vitesse de phase V_p et de groupe V_G sont, afin de conserver une formulation générale, dépendant de la fréquence et par conséquent de la composante k_z du nombre d'onde. Remplaçant l'équation (4.30) dans (4.19) et considérant la définition de k_z donnée en (4.15), le SAFT dans le domaine fréquentiel peut se formuler sous la forme

$$B(x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, k_y, 0, \omega) \frac{k_z V_p V_G}{4\omega} e^{i[k_x x + k_y y + k_z z]} dk_x dk_y dk_z, \quad (4.31)$$

où la dépendance de V_p , V_G et ω par rapport à k_z est implicite. Le changement de variables effectué entre l'équation (4.19) et l'équation (4.23) et la division par 2π introduite à l'équation (4.19) résulte en une transformée de Fourier spatiale 3D.

4.2.3 Système multicouche

Il est courant qu'une inspection soit effectuée dans un milieu couplant (l'eau dans le cas d'une inspection dans un bassin à immersion par exemple), ou que la structure sous

investigation soit formée de multiples couches. La définition de la méthode de focalisation SAFT doit alors être modifiée afin de considérer ces couches aux différentes propriétés ultrasonores.

Tel qu'exprimé à l'équation (4.6), le champ de pression acoustique à la sortie d'une ouverture quelconque se définit en fonction du champ de pression à l'ouverture. Ainsi, définissant l'interface entre deux matériaux aux propriétés acoustiques différentes comme une ouverture, nous pouvons décrire le champ de pression acoustique dans le second matériau (milieu 2) en fonction du champ tel que décrit à l'interface par la propagation dans le premier matériau (milieu 1). Afin de simplifier le problème, nous posons que l'interface est située dans le plan (x, y) et à une profondeur correspondant à l'épaisseur de la première couche, soit Z_0 .

Définissons $U(x, y, 0)$, le champ de pression acoustique initial. D'après (4.7), le champ de pression acoustique à l'interface (x, y, Z_0) se définit, dans le domaine de Fourier

$$U(k_{x1}, k_{y1}, Z_0) = U(k_{x1}, k_{y1}, 0) e^{-ik_{z1}Z_0} \quad (4.32)$$

ou, considérant une propagation inverse,

$$U(k_{x1}, k_{y1}, Z_0) = U(k_{x1}, k_{y1}, 0) e^{ik_{z1}Z_0}, \quad (4.33)$$

où l'indice 1 réfère au premier milieu et où la fréquence est implicite. Appliquant ce champ au second milieu et considérant la définition de la composante k_{z1} du nombre d'onde donnée en (4.15), la propagation inverse dans ce milieu s'exprime, d'après (4.6)

$$U(x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(k_{x1}, k_{y1}, 0) e^{ik_{z1}Z_0} e^{i[k_{x2}x + k_{y2}y + k_{z2}(z-Z_0)]} dk_{x2} dk_{y2} dk_{z2}, \quad (4.34)$$

où $(z - Z_0)$ est la distance parcourue dans le second milieu parallèlement à l'axe z . L'équation (4.34) est exprimée en fonction des composantes k_x et k_y de chacun des deux milieux. Or, la loi de réfraction de Snell permet de simplifier la notation. Revenant aux composantes de nombre d'onde indicées selon chaque milieu, nous savons que

$$k_{z1} = \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{P1}}\right)^2 - k_{x1}^2 - k_{y1}^2} \quad \text{et} \quad k_{z2} = \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{P2}}\right)^2 - k_{x2}^2 - k_{y2}^2}. \quad (4.35)$$

Or, la fréquence est inchangée lors du changement de milieu. Isolant ω dans chacune des expressions de (4.35), nous obtenons

$$\frac{V_{P1}}{2} \sqrt{k_{x1}^2 + k_{y1}^2 + k_{z1}^2} = \frac{V_{P2}}{2} \sqrt{k_{x2}^2 + k_{y2}^2 + k_{z2}^2}, \quad (4.36)$$

et par conséquent,

$$\frac{V_{P1}}{V_{P2}} = \frac{\sqrt{k_{x2}^2 + k_{y2}^2 + k_{z2}^2}}{\sqrt{k_{x1}^2 + k_{y1}^2 + k_{z1}^2}}. \quad (4.37)$$

Puisque l'interface entre les deux milieux est perpendiculaire à l'axe z , l'angle d'incidence θ_1 et l'angle de réfraction θ_2 sont donnés par

$$\sin(\theta_1) = \frac{\sqrt{k_{x1}^2 + k_{y1}^2}}{\sqrt{k_{x1}^2 + k_{y1}^2 + k_{z1}^2}} \quad \text{et} \quad \sin(\theta_2) = \frac{\sqrt{k_{x2}^2 + k_{y2}^2}}{\sqrt{k_{x2}^2 + k_{y2}^2 + k_{z2}^2}} \quad (4.38)$$

d'où l'équation (4.37) devient

$$\frac{V_{p1}}{V_{p2}} = \frac{\sin(\theta_1) \sqrt{k_{x2}^2 + k_{y2}^2}}{\sin(\theta_2) \sqrt{k_{x1}^2 + k_{y1}^2}}. \quad (4.39)$$

Définissant les deux milieux dans la même base $k_{x1} = k_{x2} = k_x$ et $k_{y1} = k_{y2} = k_y$, l'équation (4.39) correspond à la loi de Snell-Descartes

$$\frac{V_{p1}}{V_{p2}} = \frac{\sin(\theta_1)}{\sin(\theta_2)}. \quad (4.40)$$

Nous pouvons ainsi reformuler l'équation (4.34) en terme d'un k_x commun à chaque milieu et d'un k_y variant d'un milieu à l'autre

$$U(x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(k_x, k_y, 0) e^{ik_{x1}Z_0} e^{ik_{y2}(z-Z_0)} e^{i[k_{x2}x + k_{y1}y]} dk_x dk_y dk_{z2}. \quad (4.41)$$

Il appert donc que l'équation (4.41) constitue une formulation valable physiquement pour effectuer une focalisation dans un système à deux couches. Il est par ailleurs aisé de démontrer que l'ajout d'une couche supplémentaire s'effectue de la même façon, c'est-à-dire que chaque couche n est exprimée par un facteur de propagation inverse $e^{ik_{zn}Z_n}$ et la formulation générale du SAFT pour un système à plusieurs couches s'écrit

$$U(x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(k_x, k_y, 0) \left\{ \prod_{n=1}^{N-1} e^{ik_{zn}Z_n} \right\} e^{ik_{zN} \left(z - \sum_{n=1}^{N-1} Z_n \right)} e^{i[k_{x2}x + k_{y1}y]} dk_x dk_y dk_{zN}, \quad (4.42)$$

où N est le nombre total de couches parallèles, Z_n représente l'épaisseur de la couche n , et où \prod représente l'opérateur de multiplication.

Nous pouvons définir le processus de focalisation SAFT pour plusieurs couches en procédant de la même façon. Substituant $k_z = k_{z_N}$ pour le milieu de reconstruction, nous obtenons une forme équivalente à la formulation (4.20), soit

$$B(x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \sum_{|\omega|=\omega_1}^{\omega_2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, k_y, 0, \omega) \left\{ \prod_{n=1}^{N-1} e^{ik_{z_n} Z_n} \right\} e^{ik_z \left(z - \sum_{n=1}^{N-1} Z_n \right)} e^{i[k_x x + k_y y]} dk_x dk_y \right] \Delta\omega, \quad (4.43)$$

ou, sous la forme de (4.31),

$$B(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, k_y, 0, \omega) \frac{k_z V_P V_G}{4\omega (2\pi)^3} \left(\prod_{n=1}^{N-1} e^{ik_{z_n} Z_n} \right) e^{ik_z \left(z - \sum_{n=1}^{N-1} Z_n \right)} e^{i[k_x x + k_y y]} dk_x dk_y dk_z. \quad (4.44)$$

Il est intéressant de noter que, de (4.42) et (4.44), le champ $U(k_x, k_y, 0)$ est lié au champ acoustique mesuré $A(k_x, k_y, 0, \omega)$ par l'expression

$$U(k_x, k_y, 0) = \frac{k_z(\omega) V_P(\omega) V_G(\omega)}{4\omega} A(k_x, k_y, 0, \omega). \quad (4.45)$$

4.2.4 Modèles de focalisation 2D et 1D

La focalisation 2D d'une série de données du type B-Scan se dérive aisément à partir de (4.43) ou (4.44). Dans ce cas, les données enregistrées prennent la forme $s(x, y=0, z=0, t)$ dont la transformée de Fourier spatiale et temporelle s'écrit $A(k_x, 0, 0, \omega) = A(k_x, \omega)$, c'est-à-dire que $k_y = 0$. Les équations (4.43) et (4.44) deviennent alors

$$B(x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \sum_{|\omega|=\omega_1}^{\omega_2} \left[\int_{k_y=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, \omega) \left\{ \prod_{n=1}^{N-1} e^{ik_{z_n} Z_n} \right\} e^{ik_z \left(z - \sum_{n=1}^{N-1} Z_n \right)} e^{i[k_x x + k_y y]} dk_x dk_y \right] \Delta\omega \quad (4.46)$$

et

$$B(x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{k_y=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, \omega) \frac{k_z V_P V_G}{4\omega} \left\{ \prod_{n=1}^{N-1} e^{ik_{zn} Z_n} \right\} e^{ik_z x \left(z - \sum_{n=1}^{N-1} Z_n \right)} e^{i[k_x x + k_y y]} dk_x dk_y dk_z. \quad (4.47)$$

Or, aucun terme ne dépend de k_y dans l'intégrale définissant la transformée en k_y .
Suivant la convention de transformée de Fourier utilisée, nous savons qu'en évaluant l'intégrale suivante à $k_y = 0$, nous avons

$$\left[\int e^{ik_y y} dk_y \right]_{k_y=0} = 2\pi \left[e^{ik_y y} \right]_{k_y=0} = 2\pi \quad (4.48)$$

et les équations décrivant le SAFT bidimensionnel s'écrivent finalement

$$B(x, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \sum_{|\omega|=\omega_1}^{\omega_2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, \omega) \left\{ \prod_{n=1}^{N-1} e^{ik_{zn} Z_n} \right\} e^{ik_z x \left(z - \sum_{n=1}^{N-1} Z_n \right)} e^{ik_x x} dk_x \right] \Delta\omega \quad (4.49)$$

et

$$B(x, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, \omega) \frac{k_z V_P V_G}{4\omega} \left\{ \prod_{n=1}^{N-1} e^{ik_{zn} Z_n} \right\} e^{ik_z x \left(z - \sum_{n=1}^{N-1} Z_n \right)} e^{ik_x x} dk_x dk_z. \quad (4.50)$$

De la même façon, la focalisation SAFT pour le cas unidimensionnel s'écrit en considérant $k_x = 0$

$$B(z) = \frac{1}{2\pi} \sum_{|\omega|=\omega_1}^{\omega_2} \left[A(\omega) \left\{ \prod_{n=1}^{N-1} e^{ik_{zn} Z_n} \right\} e^{ik_z x \left(z - \sum_{n=1}^{N-1} Z_n \right)} \right] \Delta\omega \quad (4.51)$$

et

$$B(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) \frac{k_z V_P V_G}{4\omega} \left\{ \prod_{n=1}^{N-1} e^{ik_{zn} Z_n} \right\} e^{ik_z x \left(z - \sum_{n=1}^{N-1} Z_n \right)} dk_z. \quad (4.52)$$

Puisque la propagation est unidimensionnelle, nous avons $k_x = 0$ et $k_y = 0$ et, se référant à l'équation (4.15), $k_z = 2k$ et $dk_z = 2dk$. Les équations (4.51) et (4.52) décrivant le processus unidimensionnel se réduisent alors à

$$B(z) = \frac{1}{2\pi} \sum_{|\omega|=\omega_1}^{\omega_2} \left[A(\omega) \left\{ \prod_{n=1}^{N-1} e^{i2k_n Z_n} \right\} e^{i2k \times \left(z - \sum_{n=1}^{N-1} Z_n \right)} \right] \Delta\omega \quad (4.53)$$

et

$$B(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) V_G \left\{ \prod_{n=1}^{N-1} e^{i2k_n Z_n} \right\} e^{i2k \times \left(z - \sum_{n=1}^{N-1} Z_n \right)} dk. \quad (4.54)$$

Si la propagation s'effectue dans un seul milieu, les équations (4.53) et (4.54) se réduisent finalement à

$$B(z) = \frac{1}{2\pi} \sum_{|\omega|=\omega_1}^{\omega_2} \left[A(\omega) e^{i2kz} \right] \Delta\omega \quad (4.55)$$

et

$$B(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) V_G e^{i2kz} dk. \quad (4.56)$$

Les équations (4.55) et (4.56) sont respectivement les méthodes de compensation de dispersion d'un signal enregistré en mode pulse-écho présentées à l'article I [8] ainsi que par Wilcox [24].

4.3 SAFT appliqué aux ondes de Lamb

La formulation du SAFT pour le cas des ondes de Lamb dépend du mode de génération de l'onde. Ainsi, si l'excitation est effectuée directement dans le plan de la plaque, la formulation du SAFT est différente du cas où l'onde de Lamb est générée par une source éloignée de la plaque via, par exemple, un sabot. Cette dernière situation est

particulièrement intéressante pour la formulation de l'algorithme puisque, tel qu'il est discuté dans l'article III (chapitre VIII), alors que la propagation d'un mode de Lamb s'exprime dans un plan, sa génération dans la plaque résulte d'une onde incidente s'exprimant en 3D.

4.3.1 Modèle 2D

Une première approche de focalisation par le SAFT a été proposée pour les ondes de Lamb générées à l'aide d'un sabot. Puisque ce type d'onde se propage dans le plan d'une plaque, il semble à priori approprié d'employer un modèle de focalisation 2D. Ainsi, dans le cas où les ondes sont générées directement dans le plan de la plaque (à l'aide d'un EMAT par exemple), le SAFT se formule simplement par les équations (4.49) et (4.50) réduites à un cas monocouche, soit

$$B(x, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \sum_{|\omega|=\omega_1}^{\omega_2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, \omega) e^{ik_z z} e^{ik_x x} dk_x \right] \Delta\omega \quad (4.57)$$

et

$$B(x, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, \omega) \frac{k_z V_p V_G}{4\omega} e^{ik_z z} e^{ik_x x} dk_x dk_z. \quad (4.58)$$

Dans le cas d'une excitation à l'aide d'un sabot, il est important de considérer ce milieu dans les calculs. Une première approximation de l'algorithme SAFT basée sur le modèle de focalisation 2D à deux milieux a par conséquent été analysée pour cette situation.

La génération d'un mode de Lamb via l'utilisation d'un sabot repose en partie sur la loi de réfraction de Snell-Descartes ; une onde longitudinale incidente est générée dans le sabot à un angle θ_i par rapport à la normale de la plaque de façon à exciter un mode de Lamb dans le plan de la plaque, soit en considérant un angle de réfraction de 90° . La

sélection de l'angle d'incidence θ_i s'écrit alors en fonction de la vitesse de l'onde longitudinale du sabot V_w et de la vitesse de phase $V_p(2hf)$ du mode voulu sous la forme

$$\sin(\theta_i) = \frac{V_w}{V_p(2hf)} \quad (4.59)$$

où la vitesse de phase est fonction du produit fréquence épaisseur, tel que discuté au chapitre II.

L'approximation 2D du SAFT dans le cas d'une onde de Lamb générée par un sabot repose sur l'angle d'incidence du sabot et fait suite aux travaux de maîtrise de l'auteur [5]. Selon cette approximation, une onde parcourant le sabot et générant un mode de Lamb peut s'approximer par la propagation de l'onde incidente dans un plan défini par l'angle d'incidence θ_i du sabot tel qu'illustré à la figure 4.2, suivi d'une propagation dans le plan de la plaque.

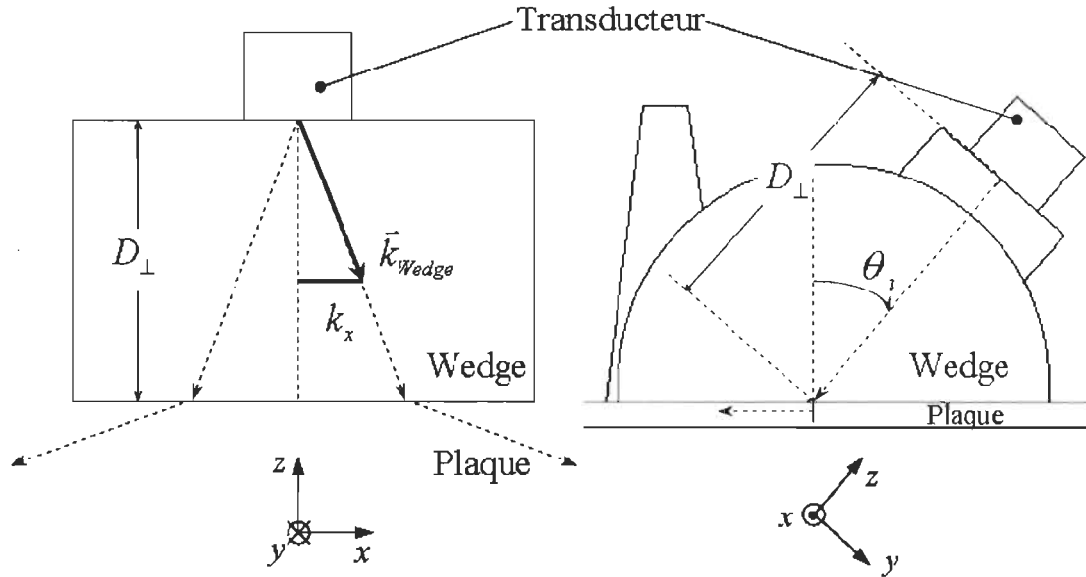


Fig. 4.2. Vue de face et de côté d'un sabot et du plan de propagation estimé dans le sabot permettant de générer un mode de Lamb.

Tel qu'illustré à la figure 4.2, k_x et k_{wedge} indiquent une propagation hors-axe due à l'étalement du faisceau ultrasonore. Ainsi, utilisant les équations (4.49) et (4.50) pour un SAFT multicouche, il est possible d'effectuer une focalisation numérique d'ondes de Lamb, soit

$$B(x, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \sum_{|\omega|=\omega_1}^{\omega_2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, \omega) e^{ik_{z-w} D_{\perp}} e^{ik_{z-L}(z-D_{\perp})} e^{ik_x x} dk_x \right] \Delta\omega \quad (4.60)$$

et

$$B(x, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, \omega) \frac{k_{z-L} V_P V_G}{4\omega} e^{ik_{z-w} D_{\perp}} e^{ik_{z-L}(z-D_{\perp})} e^{ik_x x} dk_x dk_{z-L}, \quad (4.61)$$

où

$$k_{z-w} = \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_w} \right)^2 - k_x^2} \text{ et } k_{z-L} = \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_P(2hf)} \right)^2 - k_x^2} \quad (4.62)$$

sont respectivement les composantes du nombre d'onde du sabot et du mode de Lamb, V_w représentant la vitesse des ondes longitudinales dans le sabot.

Ce modèle fut employé pour l'article II [10] et représente une amélioration par rapport à la formulation présentée dans un premier article ne faisant pas partie du présent travail (Sicard *et al.* [6]). Bien que cette formulation soit basée sur une simplification du mode de génération d'un mode de Lamb, tel que discuté à la section 4.3.3, son application sur des données expérimentales s'est avérée efficace et comparable à la formulation plus complète présentée en 4.3.2.

4.3.2 Modèle 3D

Le modèle 2D présenté à la section précédente s'est avéré efficace pour effectuer la focalisation SAFT d'ondes de Lamb. Cependant, il repose sur une simplification du modèle de génération de ces ondes et il est apparu important d'approfondir le sujet. Tel que présenté par Rose [12] et discuté à l'article III [11], bien que la loi de Snell-Descartes

ne soit pas totalement exacte pour expliquer l'excitation d'ondes de Lamb par une onde incidente, cette dernière est généralement valide. Or, le SAFT peut être formulé de façon à considérer la loi de Snell-Descartes pour la génération de chacune des composantes fréquentielles d'un mode de Lamb [équation (4.59)] tout en représentant sa propagation en 2D. Considérons tout d'abord la propagation d'une onde longitudinale de fréquence angulaire ω se propageant dans un sabot couplé à une plaque isotrope. Soit un système d'axes où la surface de la plaque est dans le plan (x, y) et l'élément émetteur/récepteur est positionné à une hauteur H par rapport à la surface de la plaque selon l'axe z (figure 4.3).

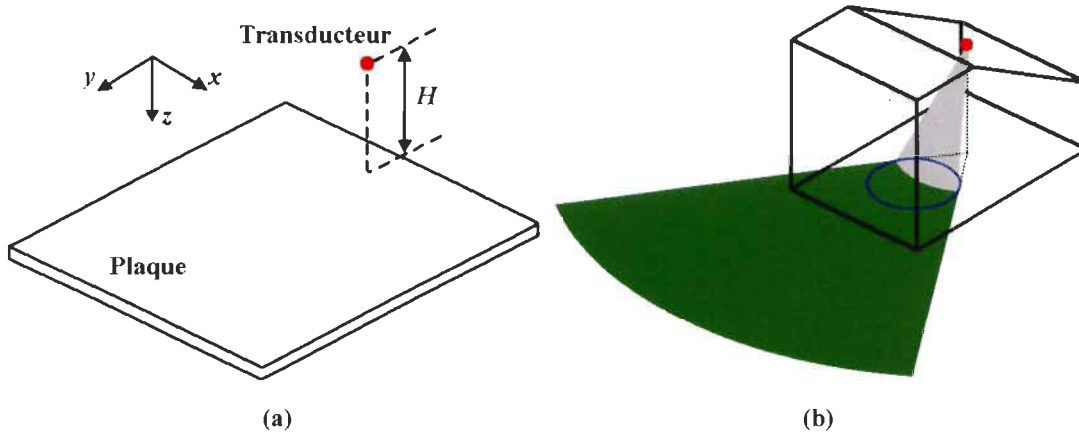


Fig. 4.3 (a) Définition du système d'axe pour le SAFT dans le cas d'ondes de Lamb générées par une source incidente (b) Illustration d'un angle d'incidence donné (zone grise) dans un sabot (cadre noir) et de la projection d'un faisceau incident sur la plaque (cercle bleu) produisant un champ acoustique d'un mode de Lamb (région verte).

Définissons la plaque par le plan $(x, y, z = H)$ et posons une série de données $s(x, y = 0, z = 0, t)$ acquise par un balayage sur l'axe $(x, y = 0, z = 0)$. Effectuant la transformée de Fourier selon les axes x et t , $s(x, y = 0, z = 0, t)$ devient

$$A(k_x, 0, 0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s(x, 0, 0, t) e^{-i[k_x x + \omega t]} dx dt, \quad (4.63)$$

D'après (4.18), nous pouvons décrire le champ propagé à la surface $(x, y, z = H)$ de la plaque sous la forme

$$B(x, y, H, \omega) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, 0, 0, \omega) e^{ik_z H} e^{i[k_x x + k_y y]} dk_x dk_y, \quad (4.64)$$

soit, dans le domaine de Fourier (transformée spatiale inverse 2D)

$$B(k_x, 0, H, \omega) = A(k_x, 0, 0, \omega) e^{ik_z H}. \quad (4.65)$$

où $k_y = 0$ puisque cette expression ne représente qu'une propagation sur l'axe z de la série de données $s(x, 0, 0, t)$ via sa transformée de Fourier $A(k_x, 0, 0, \omega)$ définie à l'équation (4.63). Considérons maintenant $B(k_x, 0, H, \omega)$ comme la fonction décrivant une source d'excitation d'ondes de Lamb (le champ d'une ouverture dans le plan $(x, y, z = H)$). La propagation d'ondes de Lamb s'effectuant dans le plan (x, y) seulement (i.e. la composante du nombre d'onde d'un mode de Lamb est nul en z dans le système d'axes choisi), nous écrivons le champ acoustique $C(x, y, H, \omega)$ de l'onde guidée résultante par une transformée de Fourier spatiale 2D de $B(k_x, 0, H, \omega)$ dans le plan (x, y) . Avant de formuler le champ $C(x, y, H, \omega)$, il est utile de considérer les conditions de réfraction à l'ouverture afin de définir correctement les nombres d'onde des modes de Lamb en fonction des composantes k_x et k_y déjà définies pour décrire la propagation dans le sabot.

Redéfinissons les composantes des nombres d'onde en employant l'indice 1 pour le sabot et l'indice 2 pour le mode de Lamb. Pour des composantes k_{x1} et k_{y1} , la composante k_{z1} du nombre d'onde du sabot s'écrit

$$k_{z1} = \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p1}}\right)^2 - k_{x1}^2 - k_{y1}^2} . \quad (4.66)$$

Considérons maintenant un mode de Lamb de vitesse $V_{p2} = V_{p2}(\omega)$. Puisque la propagation du mode de Lamb s'effectue dans le plan (x, y) , la composante du nombre d'onde parallèle à l'axe z est nulle et nous écrivons la composante k_{y2} en fonction de la composante k_{x2} sous la forme

$$k_{y2} = \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p2}}\right)^2 - k_{x2}^2} . \quad (4.67)$$

La fréquence étant inchangée lors du changement de milieu, nous isolons ω dans les équations (4.66) et (4.67) respectivement, d'où nous pouvons conclure que

$$\frac{V_{p1}}{2} \sqrt{k_{x1}^2 + k_{y1}^2 + k_{z1}^2} = \frac{V_{p2}}{2} \sqrt{k_{x2}^2 + k_{y2}^2} , \quad (4.68)$$

et par conséquent,

$$\frac{V_{p1}}{V_{p2}} = \frac{\sqrt{k_{x2}^2 + k_{y2}^2}}{\sqrt{k_{x1}^2 + k_{y1}^2 + k_{z1}^2}} . \quad (4.69)$$

Or, les conditions d'excitation d'un mode de Lamb par un faisceau incident s'écrivent en fonction de la loi de Snell-Descartes pour une onde incidente plane infinie.

$$\frac{V_{p1}}{V_{p2}} = \frac{\sin(\theta_1)}{\sin(\theta_2)} , \quad (4.70)$$

où l'angle de réfraction $\theta_2 = 90^\circ$, soit

$$\frac{V_{P1}}{V_{P2}} = \sin(\theta_1). \quad (4.71)$$

Considérant le système d'axes défini, l'angle d'incidence θ_1 de l'onde longitudinale dans le sabot et l'angle de réfraction θ_2 qui en résulte pour produire un mode de Lamb sont donnés par

$$\sin(\theta_1) = \frac{\sqrt{k_{x1}^2 + k_{y1}^2}}{\sqrt{k_{x1}^2 + k_{y1}^2 + k_{z1}^2}} \quad (4.72)$$

et

$$\sin(\theta_2) = \frac{\sqrt{k_{x2}^2 + k_{y2}^2}}{\sqrt{k_{x2}^2 + k_{y2}^2 + k_{z2}^2}}. \quad (4.73)$$

Tel que défini précédemment, la composante k_{z2} du mode de Lamb est nulle et l'équation (4.73) résulte en $\theta_2 = 90^\circ$, soit la condition de génération d'un mode. L'équation (4.69) devient, de (4.71) et (4.72),

$$\frac{V_{P1}}{V_{P2}} = \sin(\theta_1) \frac{\sqrt{k_{x2}^2 + k_{y2}^2}}{\sqrt{k_{x1}^2 + k_{y1}^2}}. \quad (4.74)$$

Nous constatons que si les composantes du nombre d'onde en x et y sont identiques dans le sabot et pour le mode de Lamb généré, l'équation (4.74) résulte en la loi de Snell pour la génération d'un mode de Lamb. Cette constatation se confirme en analysant les axes impliqués lors de la réfraction considérée. Puisque pour une onde incidente plane infinie les modes de Lamb sont définis par la réfraction des ondes sur un plan perpendiculaire à la surface de la plaque, l'onde ne subit par conséquent aucune déviation dans la plaque dans le plan (x, y) et nous pouvons poser que $k_{x1} = k_{x2} = k_x$ et $k_{y1} = k_{y2} = k_y$. L'équation (4.74) respecte ainsi la condition de génération d'un mode tel

que défini par la loi de Snell en (4.71). Il est par conséquent possible de décrire la composante k_{z1} dans le sabot en fonction de k_y tel que défini dans la plaque, soit,

$$k_{z1} = \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p1}}\right)^2 - k_x^2 - k_y^2}, \quad (4.75)$$

d'où, d'après (4.67),

$$k_{z1} = \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p1}}\right)^2 - \left(\frac{2\omega}{V_{p2}}\right)^2}. \quad (4.76)$$

Considérant les composantes de nombre d'onde ainsi obtenues, nous pouvons définir un modèle 3D du SAFT. La propagation du champ $B(k_x, 0, H, \omega)$ à partir de l'axe d'échantillonnage x vers la distance y s'exprime

$$C(k_x, y, H, \omega) = B(k_x, 0, H, \omega) e^{iyk_y}, \quad (4.77)$$

d'où, d'après (4.65), (4.67), (4.76) et (4.77),

$$C(k_x, y, H, \omega) = A(k_x, 0, 0, \omega) e^{iH\sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p1}}\right)^2 - \left(\frac{2\omega}{V_{p2}}\right)^2}} e^{iy\sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p2}}\right)^2 - k_x^2}}. \quad (4.78)$$

Effectuant la transformée de Fourier inverse $k_x \rightarrow x$ de $C(k_x, y, H, \omega)$, nous obtenons

$$C(x, y, H, \omega) = \left(\frac{1}{2\pi}\right) \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, 0, 0, \omega) e^{iH\sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p1}}\right)^2 - \left(\frac{2\omega}{V_{p2}}\right)^2}} e^{iy\sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p2}}\right)^2 - k_x^2}} e^{ik_x x} dk_x. \quad (4.79)$$

Intégrant sur les composantes fréquentielles et divisant par 2π , nous obtenons finalement

$$C(x, y, H) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, 0, 0, \omega) e^{iH \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p1}}\right)^2 - \left(\frac{2\omega}{V_{p2}}\right)^2}} e^{iy \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p2}}\right)^2 - k_x^2}} e^{ik_x x} dk_x d\omega. \quad (4.80)$$

Effectuant un changement de variables de la même façon que les équations (4.21) à (4.30), nous obtenons

$$d\omega = \frac{k_y V_p V_G}{4\omega} dk_y, \quad (4.81)$$

et par conséquent, (4.80) peut s'écrire sous la forme

$$C(x, y, H) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k_y V_p V_G}{4\omega} A(k_x, 0, 0, \omega) e^{iH \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p1}}\right)^2 - \left(\frac{2\omega}{V_{p2}}\right)^2}} e^{i[k_x x + k_y y]} dk_x dk_y. \quad (4.82)$$

Ainsi, une simple transformée de Fourier 2D inverse peut être effectuée afin d'obtenir le résultat $C(x, y, H)$ voulu pour le problème d'ondes de Lamb générées à l'aide d'un sabot. Nous pouvons également écrire (4.82) sous sa forme fréquentielle. Remplaçant l'intégrale de l'équation (4.80) par une forme discrète, nous obtenons alors

$$C(x, y, H) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \sum_{|\omega|=\omega_1}^{\omega_2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, 0, 0, \omega) e^{iH \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p1}}\right)^2 - \left(\frac{2\omega}{V_{p2}}\right)^2}} e^{iy \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p2}}\right)^2 - k_x^2}} e^{ik_x x} dk_x \right] \Delta\omega. \quad (4.83a)$$

Or, il est plus efficace d'un point de vue du temps de calcul d'écrire

$$C(x, y, H) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \int_{-\omega_1}^{\omega_2} \sum_{|\omega|=\omega_1}^{\omega_2} \left[A(k_x, 0, 0, \omega) e^{iH \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p1}}\right)^2 - \left(\frac{2\omega}{V_{p2}}\right)^2}} e^{iy \sqrt{\left(\frac{2\omega}{V_{p2}}\right)^2 - k_x^2}} \Delta\omega \right] e^{ik_x x} dk_x, \quad (4.83b)$$

puisque le nombre de transformées de Fourier à effectuer est largement réduit par la sommation en ω . À titre d'exemple, supposons que chaque profondeur y est décrite par

N points en k_x et M composantes fréquentielles. Le temps de calcul d'une FFT est de l'ordre de $X \log(X)$, où X est le nombre de données à calculer, alors qu'elle est de l'ordre de X pour une sommation. Le calcul de cette profondeur est ainsi de l'ordre de $(M \times N \log(N) + M \times N)$ pour l'équation (4.83a), alors qu'elle est de $(M \times N + N \log(N))$ pour (4.83b), soit une amélioration notable.

Il est important de souligner que cette formulation, bien que basée sur la loi de Snell quant aux conditions de générations d'un mode de Lamb, constitue également une approximation. En effet, tel que discuté par Rose [12], la loi de Snell n'explique pas à elle seule la génération d'ondes guidées dans une plaque et ne décrit pas l'angle optimal de génération d'un mode dans toutes les situations.

4.3.3 Comparaison entre les modèles 2D et 3D

Tel que mentionné précédemment, chacun des modèles de focalisation présentés pour les ondes de Lamb générées à l'aide d'un sabot à angle constituent des approximations à différents niveaux. Alors que le modèle 2D a été présenté à l'article II et dans le compte-rendu de conférence I, le modèle 3D semble à priori plus approprié pour effectuer la focalisation efficacement et il est par conséquent important de confirmer la validité de chacun des modèles présentés.

À titre d'exemple, les données d'inspection d'un groupe de puits par le mode S_1 présenté à l'article II sont analysées avec chacune des méthodes proposées pour fin de comparaison. La figure 4.4 présente le résultat de l'application sur ces données de l'algorithme SAFT 2D [4.4 (a)] et SAFT 3D [4.4 (b)] développés précédemment. Il appert de ce résultat que les algorithmes de focalisation 2D et 3D ne présentent que des différences minimales quant à la reconstruction de l'image. Alors que ces effets sont à peine perceptibles sur les images, ils sont légèrement accentués sur la coupe axiale présentée en 4.4 (c) et inexistantes sur la coupe latérale en 4.4 (d).

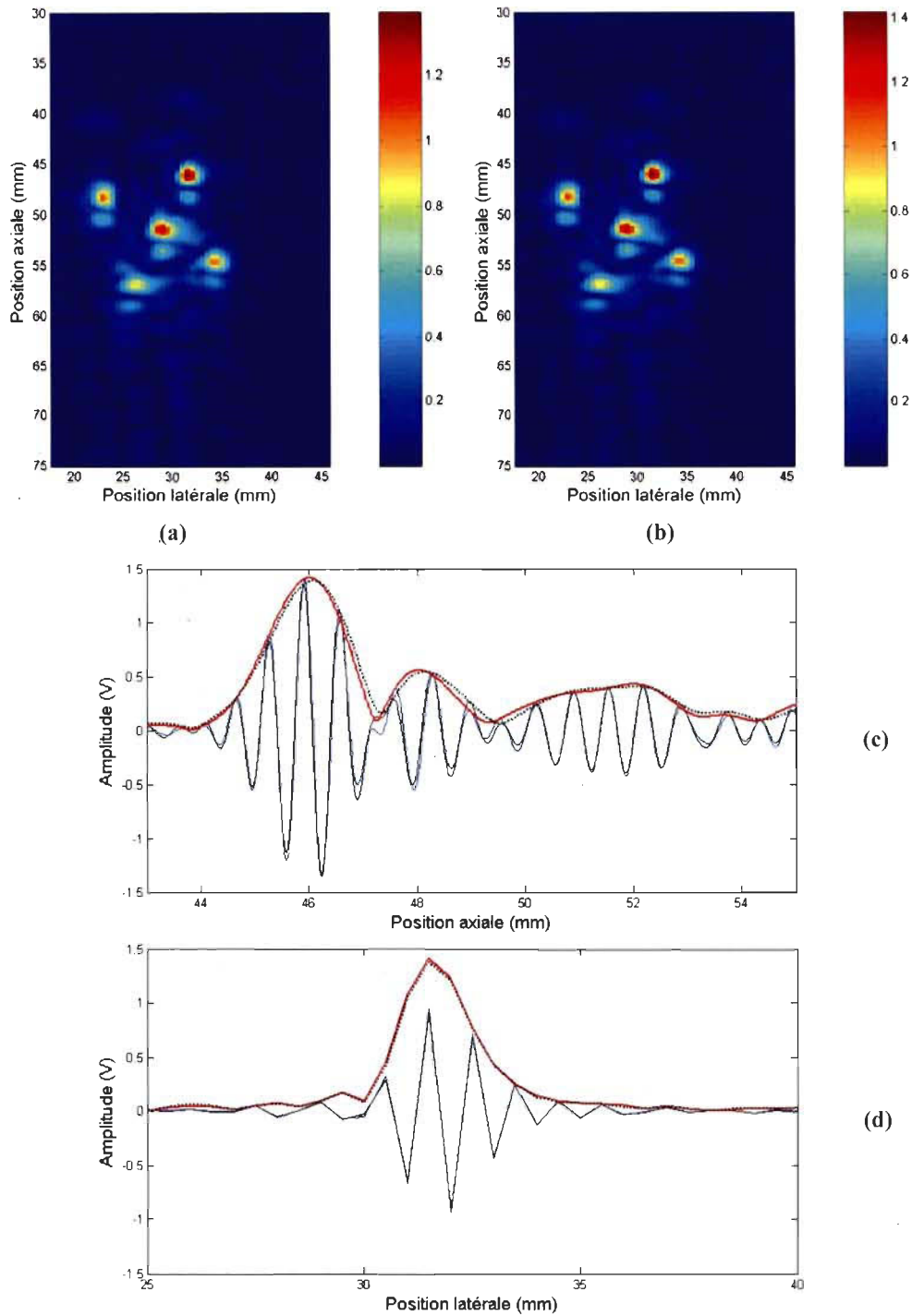


Fig. 4.4. Comparaison entre les résultats d'une focalisation SAFT basée sur (a) le modèle 2D et (b) le modèle 3D. (c) Coupe axiale prise à la position latérale 32mm pour le résultat du modèle 2D (trait noir et enveloppe correspondante en noir pointillé) et pour le modèle 3D (trait bleu et enveloppe correspondante en rouge). (d) Coupe latérale prise à la position axiale 46mm pour chacun des modèles (même légende de couleur).

Afin de bien illustrer la différence entre les modèles de focalisation 2D et 3D, deux séries de données ont été simulées à l'aide de la méthode développée pour l'article III, la première résultant en une faible divergence et la seconde en une grande divergence du faisceau d'ondes de Lamb. L'inspection pulse-écho d'un défaut ponctuel localisé à 50mm du transducteur a été simulée pour un transducteur rectangulaire de 3 mm x 5 mm [figure 4.5 (a)] ainsi que pour un transducteur ponctuel [figure 4.5 (b)]. Tous les autres paramètres de simulation sont communs entre les deux séries de données, soit un sabot d'une hauteur de 5.871 mm, un angle d'incidence de 33° (2450 m/s) ainsi qu'un transducteur d'une fréquence centrale de 2.25MHz et de 900kHz de bande passante. La source d'excitation du transducteur est une série de 4 cycles (sinusoïdes) d'une fréquence de 2.46 MHz et correspondant à la fréquence permettant de générer le mode A_1 dans une plaque d'acier inoxydable 302 de 1.82 mm d'épaisseur (vitesse longitudinale et transversale de 5660 m/s et 3120 m/s respectivement).

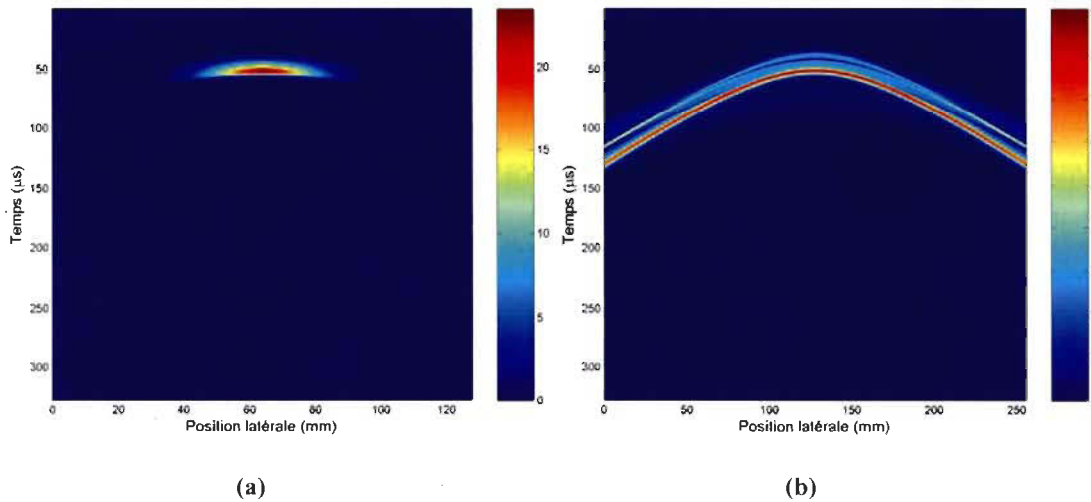


Fig. 4.5. B-Scans simulés pour l'inspection d'un défaut ponctuel dans une plaque d'acier inoxydable 302 à l'aide d'un transducteur (a) rectangulaire et (b) ponctuel.

Tel qu'illustré à la figure 4.6 (a) et (b), l'application des algorithmes de focalisation 2D et 3D sur le B-Scan de 4.5 (a) (faible divergence) donne des résultats hautement similaires, autant en terme d'amplitude de l'écho du défaut qu'en terme de résolution axiale et latérale. Cependant, les résultats des focalisations 2D et 3D effectuées sur le B-Scan de la figure 4.5 (b) (grande divergence) présentés aux figures 4.7 (a) et (b)

montrent des différences notables. Tout d'abord, tel qu'illustré sur la légende d'amplitude correspondant à chacune des images SAFT de la figure 4.7, l'amplitude de l'écho résultant de la focalisation 3D [figure 4.7(b)] est plus élevée que pour la focalisation 2D [figure 4.7(a)]. De plus, l'étendue de l'écho dans le plan de reconstruction est plus grande pour la focalisation 2D que pour la focalisation 3D, pour laquelle une meilleure résolution est observée. Cette différence s'explique par la simplification effectuée pour le modèle 2D quant au mécanisme de génération d'un mode de Lamb, où la restriction de la propagation dans le sabot sur un plan seulement amène à des erreurs de détermination de la phase du propagateur inverse lorsque la divergence du faisceau est trop grande. Ainsi, lorsque la divergence du faisceau incident est faible (et par conséquent celle du faisceau d'ondes de Lamb), l'erreur induite par cette simplification est trop petite pour résulter en une différence notable entre les résultats du SAFT 2D et 3D. Or, puisque la divergence du faisceau incident des sondes employées pour générer des modes de Lamb à l'aide d'un sabot est généralement faible, l'algorithme 2D est suffisant pour effectuer une bonne focalisation.

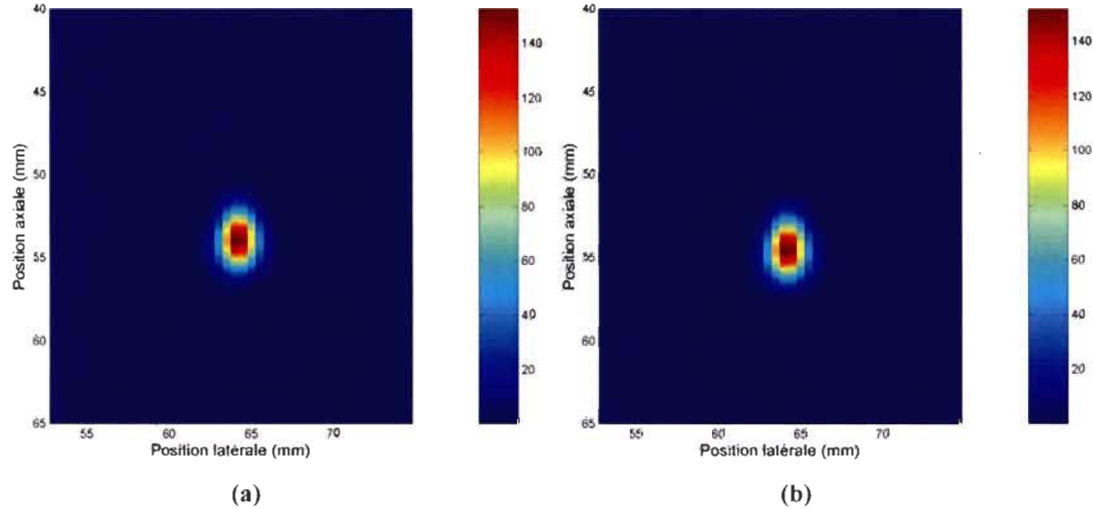


Fig. 4.6. Résultats de la focalisation du B-scan présenté en 4.5 (a) obtenus à l'aide de (a) la méthode 2D et (b) la méthode 3D.

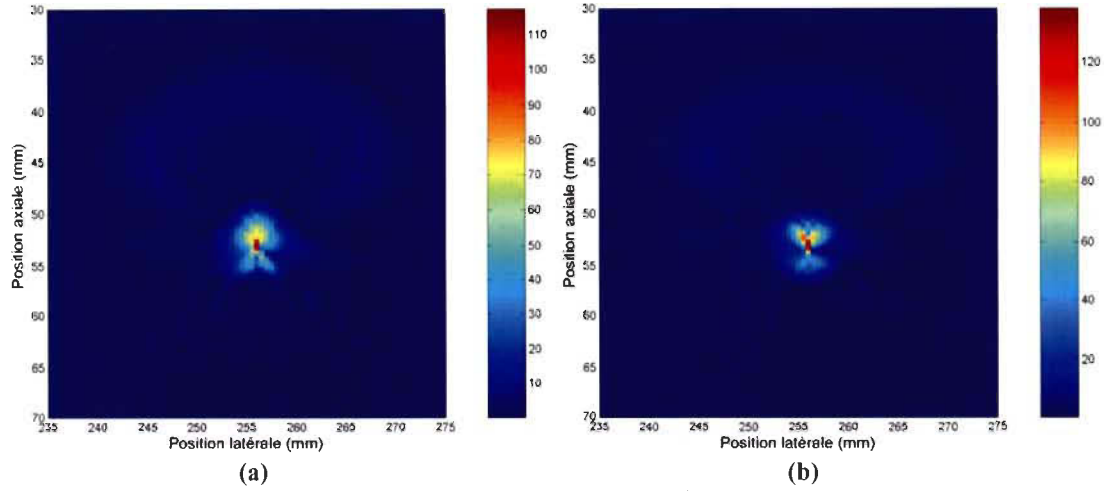


Fig. 4.7. Résultats de la focalisation du B-scan présenté en 4.5 (b) obtenus à l'aide de (a) la méthode 2D et (b) la méthode 3D.

4.4 Application du SAFT à un cas pratique

Nous avons vu que le SAFT se résume en une série de transformées de Fourier directes et inverses permettant de passer d'un espace de données (x, y, t) à (x, y, z) . Or, les algorithmes de transformée de Fourier numérique tels que la FFT ne sont pas définis à partir des mêmes coefficients de normalisation que ceux présentés ici. Par exemple, l'algorithme de FFT de Matlab®, qui est le langage qui fut employé pour développer les différents algorithmes étudiés au cours de ces travaux, utilise la forme

$$X(k) = \Delta n \sum_{n=1}^N x(n) \exp\left(-i \frac{2\pi(k-1)(n-1)}{N}\right) \quad (4.84)$$

pour la transformée de Fourier $n \rightarrow k$ et

$$x(n) = \frac{\Delta k}{N} \sum_{k=1}^N X(k) \exp\left(i \frac{2\pi(k-1)(n-1)}{N}\right) \quad (4.85)$$

pour sa transformée inverse $k \rightarrow n$, où N est le nombre de points des signaux $x(n)$ et $X(k)$, et où les intervalles Δn et Δk sont unitaires, n et k décrivant le n^e et le k^e point des signaux $x(n)$ et $X(k)$ respectivement.

Afin de préserver les unités physiques de la mesure initiale intactes (amplitudes des échos en volts par exemple), il est important que la transformée de Fourier inverse soit conséquente avec la transformée directe, ce que les équations (4.84) et (4.85) permettent. Cependant, le SAFT permet d'obtenir un résultat dans le plan (x, y, z) grâce à un changement de variables $\omega \rightarrow k_z$ effectué entre l'étape des transformées de Fourier directe et l'étape finale des transformées de Fourier inverse menant au résultat voulu. Dans ce cas, il est nécessaire de s'assurer que l'opération finale soit conséquente avec les transformées directes appliquées à la mesure au tout début du processus. Afin de préserver les unités, il est donc nécessaire d'effectuer une normalisation sous la forme

$$X(\omega) = \Delta t \times FFT[x(t)] \quad (4.86)$$

pour la transformée de Fourier $t \rightarrow \omega$ et

$$x(t) = N \frac{\Delta \omega}{2\pi} \times IFFT[X(\omega)] \quad (4.87)$$

pour la transformée de Fourier inverse $\omega \rightarrow t$ (ici, t et ω représentent des variables générales, ω étant une variable angulaire). De cette façon, la normalisation effectuée par Matlab® est remplacée par une normalisation tenant compte des paramètres de la série de données. Ainsi, les unités d'amplitude du résultat à la sortie du SAFT peuvent être reliées à celles des données mesurées à l'entrée du processus.

En plus de la normalisation, certaines propriétés intéressantes des transformées de Fourier permettent de simplifier une partie des calculs. La transformée de Fourier inverse $f(t)$ d'un signal harmonique de la forme $F(\omega) = A'(\omega)e^{-ikx}$ s'exprime

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (4.88)$$

Or, tel que décrit par Lawrence Marple [25], si la transformée de Fourier inverse est effectuée en ne considérant que les composantes fréquentielles positives, soit

$$f'(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (4.89)$$

alors cette nouvelle expression $f'(t)$ est reliée à la véritable transformée $f(t)$ par

$$f'(t) = \frac{1}{2}(f(t) + iHT\{f(t)\}), \quad (4.90)$$

où $HT\{f(t)\}$ représente la transformée de Hilbert de $f(t)$, soit la convolution temporelle de $f(t)$ avec la fonction $1/\pi t$. De (4.90), nous pouvons observer que la partie réelle de $f'(t)$ correspond à la transformée de Fourier inverse de $F(\omega)$ divisée par deux, alors que la norme de $f'(t)$ est l'enveloppe de $f(t)$ également divisée par deux. Ainsi, lors des calculs permettant de passer de ω vers la profondeur de reconstruction z du SAFT, il est plus efficace en termes de temps de calcul de n'effectuer les opérations correspondantes que sur les composantes fréquentielles positives et de poser les composantes fréquentielles négatives du spectres à zéro, que ce soit la somme sur les composantes fréquentielles ω ou le changement de variables $\omega \rightarrow k_z$. De cette façon, le résultat du SAFT s'exprime en termes des composantes de l'enveloppe. Cependant, afin de préserver les unités intactes, le résultat final doit être multiplié par 2. Cette simplification ne peut par contre pas s'appliquer aux transformées de Fourier impliquant les axes de l'inspection (x et y), puisque dans leur cas, les composantes positives et négatives de leur spectre respectif définissent l'orientation du nombre d'onde par rapport au plan de l'inspection.

Une seconde opération intéressante pouvant être appliquée au processus de focalisation consiste à ajouter des composantes nulles dans le spectre de Fourier avant d'effectuer la transformée inverse selon n'importe lequel des axes de façon à augmenter la résolution de l'image finale le long de l'axe en question. Cette opération effectuée en fait une interpolation entre les points après la transformée de Fourier [26], tel qu'illustré à la figure 4.8.

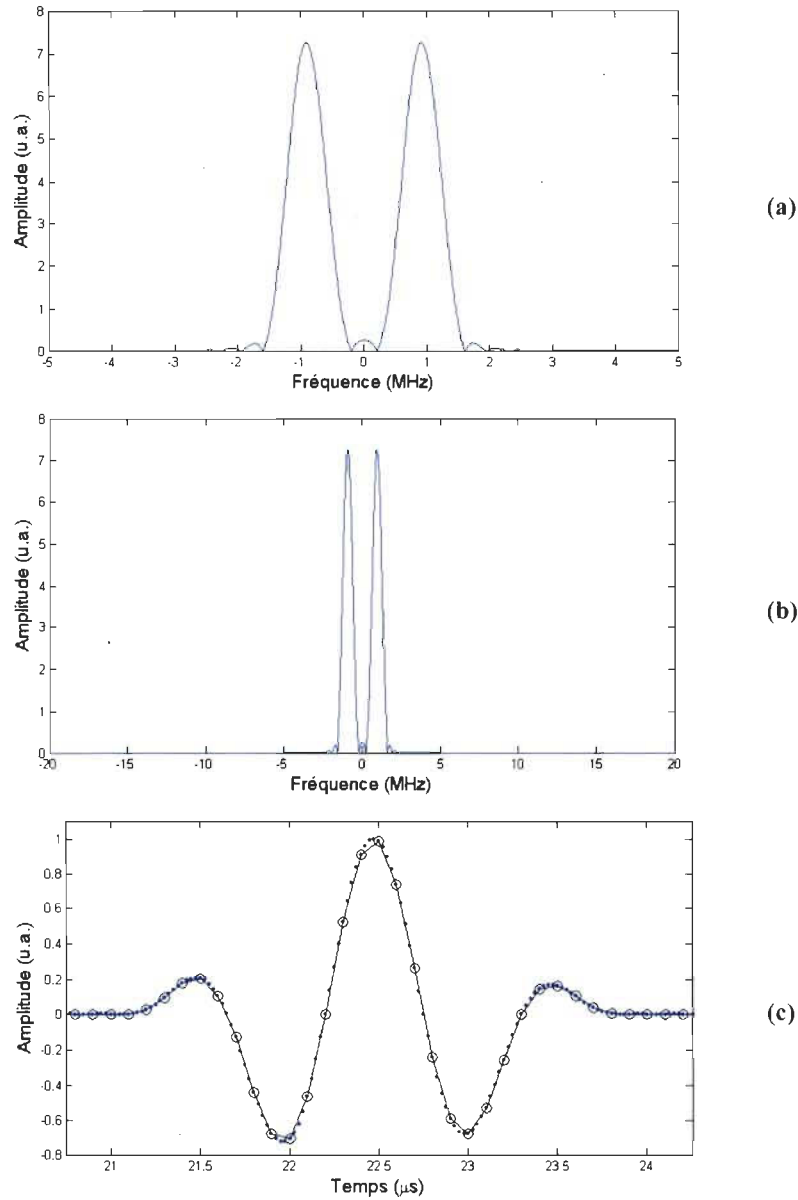


Fig. 4.8. Exemple d'interpolation obtenue par l'ajout de composantes dans le spectre de Fourier. (a) Spectre fréquentiel initial (1024 points); (b) Ajout de composantes fréquentielles nulles aux extrémités du spectre de (a) (total de 4096 points) ; (c) Échos (signal temporel) correspondant à la transformée de Fourier inverse de (a) (cercles creux) et de (b) (points).

Les opérations précédentes s'appliquent par ailleurs à chacune des deux méthodes d'application du SAFT. Cependant, l'amélioration de la résolution des images produites ne s'effectue pas de la même façon pour la méthode 1 (intégrale sur les fréquences) et la méthode 2 (changement de variables de ω vers la composante du nombre d'onde

parallèle à l'axe de profondeur). Prenons par exemple le cas du SAFT 3D. La résolution latérale de l'image peut être augmentée en ajoutant des composantes nulles dans l'espace k_x et k_y (nombres d'onde parallèle aux axes d'acquisition des signaux) pour chaque méthode. Par contre, une attention particulière doit être portée au processus de formation de l'axe de profondeur de l'image.

Dans le cas de la méthode 1, la construction de l'axe de profondeur s'effectue en calculant tout d'abord le nombre d'onde orienté selon la profondeur dans le matériau (k_z) pour chacune des composantes de la bande de fréquence sélectionnée. Une somme des composantes fréquentielles déphasées à partir de k_z est ensuite effectuée pour produire l'image finale. La méthode 2 repose plutôt sur le changement de variables du spectre fréquentiel en composantes k_z , suivi d'une transformée de Fourier inverse pour en arriver à l'axe de profondeur. La transformée de Fourier inverse nécessite cependant un spectre aux composantes équidistantes en k_z alors que le changement de variable permettant de transformer le spectre fréquentiel en spectre de nombres d'ondes ne mène pas directement à des composantes k_z équidistantes. Il est par conséquent nécessaire dans ce cas de calculer les composantes du spectre k_z manquantes à l'aide d'une interpolation. Or, la précision de cette interpolation dépend largement de l'échantillonnage du spectre fréquentiel original. Ajouter des données nulles aux A-Scans permet ainsi d'augmenter la résolution du spectre fréquentiel et d'améliorer la précision de l'interpolation requise pour en arriver à l'échantillonnage voulu en k_z , i.e. la résolution axiale (en profondeur) de l'image. Quant à la méthode 1, la résolution axiale est directement déterminée par le choix de l'intervalle de profondeur de la focalisation. Si cet intervalle est bien choisi, c'est-à-dire qu'il respecte l'équation (4.3), il est possible d'augmenter la résolution de l'image en appliquant la méthode d'ajouts de composantes nulles présentée précédemment. Par contre, le non-respect de l'équation (4.3) peut résulter en des erreurs de reconstructions de phase par la sommation de composantes spectrales ne faisant pas partir des limites du spectre imposées par le choix de l'intervalle de profondeur (phénomène de repliement de phase – *phase aliasing*).

Chapitre V

Détection de corrosion par érosion (amincissement local) par la compensation de dispersion

Ce chapitre porte sur la compensation de dispersion, soit le processus par lequel l'effet de dispersion de vitesse d'un mode de Lamb est renversé afin de recréer la forme de l'onde émise, ainsi que son application pour la détection de corrosion par érosion (amincissement local du matériau par perte de matériau). Les résultats de cette étude ont fait l'objet d'une présentation à la conférence Ultrasonics'01 qui s'est tenue à Delft, au Pays-Bas, ainsi que la publication de l'Article I [8].

5.1 Expériences

L'étude de la compensation de la dispersion des ondes de Lamb a été effectuée à partir de trois séries de mesures distinctes : la réflexion d'un mode de Lamb sur la bordure d'un défaut afin de confirmer le modèle employé, la réflexion d'un mode de Lamb sur deux réflecteurs rapprochés dans le but d'en étudier la résolution spatiale, et finalement la transmission d'un mode dans une région affectée par un amincissement localisé pour étudier la capacité de la méthode pour détecter ce type de corrosion.

5.1.1. Présentation des échantillons

Un seul échantillon a été étudié dans le cadre de cette partie des travaux, soit une plaque d'acier au carbone (vitesses longitudinales et transversales théoriques de 5960 m/s et 3260 m/s respectivement) d'une épaisseur de 1.91 mm. Les détails concernant les défauts étudiés sont présentés dans l'article I [8] à la section 4, ainsi qu'à la figure 3.

5.1.2. *Résumé de l'article*

Une technique de reconstruction numérique dans le domaine de Fourier a été développée dans le but de compenser la dispersion temporelle de signaux d'ondes de Lamb résultant de la dispersion de vitesse de celles-ci. Cette méthode permet une bonne compression temporelle des échos enregistrés lors d'une inspection par ondes de Lamb. Cette procédure permet de séparer les échos de deux réflecteurs rapprochés qui sont individuellement inidentifiables dans le signal brut. Cette méthode trouve son utilité de la simple interprétation de signaux à des applications d'imageries telles que l'amélioration d'images de type B-Scan ou dans l'application d'une méthode d'imagerie SAFT. La procédure de compensation de dispersion a été appliquée dans trois situations différentes pour le mode S_0 généré dans sa région la plus dispersive. La reconstruction d'un écho résultant de la réflexion du mode sur la bordure d'une plaque, la séparation d'échos provenant de la réflexion du mode sur deux réflecteurs rapprochés, ainsi que l'influence d'un obstacle (amincissement local) entre l'élément émetteur et le récepteur ont été étudiés.

5.1.3. Contribution de l'auteur (Article I)

A numerical dispersion compensation technique for time recompression of Lamb wave signals

René Sicard *, Jacques Goyette, Djamel Zellouf

Physics Department, Institut de Recherche sur l'Hydrogène, Université du Québec à Trois-Rivières, C.P. 500, Trois-Rivières, Qué., Canada G9A 5H7

Abstract

A Fourier domain numerical reconstruction technique has been created in order to eliminate the time spread of Lamb wave signals caused by their dispersive nature. This method allows a good time compaction of the echoes obtained from a Lamb wave inspection. In a pulse-echo setup, reflection peaks coming from targets located close one from each other that could not be separated or seen within raw signals are identified using this procedure. The utility of this new technique goes from simple signal analysis to imaging purposes such as the improvement of B-scan images or SAFT processing. It has been tested in three different situations with the S_0 mode generated in a frequency bandwidth where it is highly dispersive. The reconstruction of a pure reflection coming from the edge of a plate, the separation of the echoes resulting from reflections on two targets near one each other and the effects of the presence of an obstacle between the emitter and the receiver are treated. Good results are obtained for every case studied. © 2002 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

Keywords: Lamb waves; Dispersion compensation; Signal regeneration

1. Introduction

The use of guided Lamb waves [1] for the inspection of metallic plate-like structures [2] and composite laminates [3] has been well documented in the past. Conventional ultrasonic inspections are point-by-point scanning with bulk waves generated and received at normal incidence, which takes a lot of time for large structures. Lamb wave inspection can be potentially more attractive for large plate-like structures since a line is inspected at each position of the transducer instead of a single point. Considerable time saving can therefore be achieved with this technique. However, the dispersive nature of Lamb waves, as well as the number of propagating modes that can be generated, can make the interpretation of the recorded signals less straightforward. When a dispersive mode propagates over a large distance, its shape can change significantly since its frequency components have different group velocities. For these reasons, for a long time, long-range inspection has been mostly restricted to a single mode generated in a

non-dispersive part of the dispersion curve (in fact, the fundamental symmetrical S_0 mode in the low frequency range, especially for composite structures [4]). Alleyne and Cawley [5] have shown, with finite element modeling and some experimental results, that multimode, dispersive signals could be used to detect and size defects by measuring the relative amplitude of the modes generated by mode conversion at a defect. They have also suggested, based on these results, that a notch could be detected for a wavelength to defect depth ratio as high as 40; this is very good when compared to standard ultrasonic sensitivity. As will be shown in this paper, dispersive modes may also be attractive for the detection of defects with a suitable signal processing that compensates the dispersion effects, without considering the converted modes.

Alleyne et al. [6] later presented an experimental time reversal procedure able to regenerate a dispersed Lamb wave signal using an emitter and a receiver. Their method basically consists on launching a wave, recording it at the receiver position, inverting it in time, and re-emitting it by the emitter. These operations allowed them to regenerate the first emitted signal without any dispersion effect. The major advantage of this technique is that, by the analysis of the amplitude of the

* Corresponding author. Tel.: +1-819-376-5108; fax: +1-819-376-5164.

E-mail address: rene_sicard@uqtr.quebec.ca (R. Sicard).

regenerated signal, one can know if an obstacle interfered with the waves. Unfortunately, this technique may not be suitable for imaging purposes or for the identification of defects located close one from another. Ing and Fink [7,8] have also done some considerable work on this subject using a time reversal mirror. However, these techniques require multiple emission of the waves, making the inspection procedure longer.

This paper presents a numerical signal regeneration method for single mode generation that does not need any signal reemission. It consists in the compensation of the spatial phase shift arising at each signal frequency component from the propagation of the waves over a large distance. The compensation is performed in the Fourier domain using a backpropagation function, which is similar to the one used in SAFT processing [9], where the phase velocities of the generated mode frequency components are computed using a Lamb wave dispersion curve algorithm. A discrete inverse Fourier transform allows us to transform the data from frequency to distance domain, which is finally plotted with a proper time scale used for comparison with the original signals. The fundamental symmetrical S_0 mode, generated in a highly dispersive part of the dispersion curve, was used to show the high level of compaction obtained for different situations, as well as the potential of this method.

2. Lamb waves

Lamb waves refer to elastic perturbations propagating in a solid plate (or layer) with free boundary, for which displacements occur both in the direction of wave propagation and perpendicularly to the plane of the plate [1]. For an isotropic plate of thickness $2h$, the dispersion relation describing symmetrical and anti-symmetrical modes [10] can be written as

$$(k^2 - q^2)^2 \cos(ph + \alpha) \sin(qh + \alpha) + 4k^2 pq \sin(ph + \alpha) \cos(qh + \alpha) = 0 \quad (1)$$

where $\alpha = 0$ for symmetrical and $\alpha = \pi/2$ for anti-symmetrical modes. The wave numbers p and q are given by

$$p^2 = \frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2, \quad q^2 = \frac{\omega^2}{V_T^2} - k^2 \quad (2)$$

where ω is the angular frequency, k is the angular wave number and V_L and V_T are respectively the longitudinal and shear bulk wave velocities of the material. The roots of Eq. (1) for (ω, k) allow us to obtain the Lamb wave dispersion curves for an isotropic plate, which can be expressed as the phase and group velocities V_p and V_g versus the frequency thickness product.

3. Dispersion compensation in the Fourier domain

The phase correction processing is performed in the Fourier domain in order to benefit from the advantages of the fast Fourier transform (FFT). We consider a 1-D single mode Lamb wave time signal recorded at the position $x = 0$ and identified by $y(0, t)$. In the Fourier domain, this signal is represented as

$$Y(0, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} y(0, t) e^{-i\omega t} dt \quad (3)$$

where ω is the angular frequency and t is the time. If a wave propagates a distance x , its spatial phase will be shifted by $\exp(ikx) = \exp(ix\omega/V_p)$. For Lamb waves, the phase velocity, and therefore the spatial phase shifts, is frequency-dependent and the shape of the waveform is modified as x increases. However, these phase shifts can be compensated by a backpropagation of the received plane waves to their source of emission. Considering the receiving transducer position $x = 0$ as the location of a synthetic point source and the recorded Fourier signal $Y(0, \omega)$ as the excitation of this source, the resulting wave for a propagation over a distance x is expressed in the Fourier domain as

$$Y(x, \omega) = Y(0, \omega) \exp(i\beta kx) \quad (4)$$

where the backpropagation function is

$$\exp(i\beta kx) = \exp\left(i\beta \frac{\omega}{V_p(\omega, 2h)} x\right) \quad (5)$$

Here, since our goal is to locate the source of emission of the wave relative to the receiver position, $\beta = 1$ for a pitch-and-catch inspection (the emitter is the source) and $\beta = 2$ for pulse-echo (possible reflectors, i.e. defects, are considered as the sources and the propagation distances from the transducer position needs to be doubled). The phase velocity curve of the generated mode must therefore be computed for every frequency components ω considered in the acquired signal; this can be done using the dispersion relation (1) as a function of the frequency thickness product. An inverse discrete Fourier transform, which is computed as a summation over the frequency components, returns a defect function $g(x)$ representing the normal displacement of the waves in the tested material. Therefore the location of the sources of emission relative to the receiving transducer position is obtained from the constructive interferences created between the different frequency components. Since the time signals recorded are discrete and only a certain frequency bandwidth is of interest, we may write

$$g(x) = \text{Re} \left\{ \frac{1}{2\pi} \sum_{\omega \in \Omega} Y(x, \omega) \Delta\omega \right\} \quad (6)$$

where Ω is the frequency bandwidth of the system. The result is the reproduction of the emitted waves at the position of the sources of emission, therefore it is a

compaction of the waveform if the distance scale is transformed into a time scale. It is in fact based on the scalar diffraction theory for the case of a single point source. A comprehensive review of this theory is presented in [11]. The easiest way to transform the result of Eq. (6) into a time signal equivalent to the measured one relies on a judicious choice of a group velocity to calculate the depths x . A good comparison between the measured and processed signal may be obtained by creating a correspondence between the defect function and the maximum amplitude in the recorded signal, which corresponds to the central frequency component. Thus, using the corresponding group velocity with the time steps of the original signal leads to a temporal match between the position of the maximum of energy for both the acquired and compressed signal. Therefore, from the simple scale transformation

$$x = V_g t \rightarrow t = \frac{x}{V_g} \quad (7)$$

$g(x)$ becomes $f(t)$, i.e. the equivalent of a non-dispersive wave of constant velocity V_g recorded at the same position as $y(t)$ and having the shape of the emitted wave. The compensation of the dispersion effects of Lamb waves in a temporal signal improves the signal-to-noise ratio and makes the interpretation of an inspection easier. Both $f(t)$ and $g(x)$ are useful results but in our case, only the temporal results will be presented for comparison with the recorded signals ($g(x)$ has the exact same shape than $f(t)$ and it is redundant to present both results). Finally, when a piezoelectric element mounted on a wedge is used for the generation and reception, its

length and velocity must also be accounted for in the backpropagator.

4. Experimental setup

In order to validate this dispersion compensation method, a 1.91 mm thick carbon steel plate was inspected in different situations using the S_0 mode generated in a highly dispersive part of its dispersion curve (at a frequency thickness product of 1.91 MHz mm). A 1 MHz planar piezoelectric transducer with a diameter of 1.27 cm fixed on a Perspex wedge ($V_L = 2720$ m/s, length = 3.2 cm) was used for both generation and detection (with a second one for a pitch-and-catch setup). The angle of incidence of the transducer (32°) was computed using Snell–Descartes law (coincidence principle) for a phase velocity of approximately 5112 m/s in the plate. The longitudinal and shear velocities of the steel plate used for the computation of the dispersion curves were approximated to 5960 and 3260 m/s respectively (an exact knowledge of these velocities might allow better results since these velocities were taken from tables and not measured). The ultrasonic signals were excited with a four-cycle toneburst generated with a Ritec Advanced Measurement System generator (Fig. 1) and sampled at 5 MHz. No filtering or averaging was performed on the acquired signals. The frequency bandwidth selected for the computations was limited by the -6 dB point (0.84–1.14 MHz) using the transducer's excitation signal spectrum as a reference. The corresponding phase velocity curve used for the phase corrections is presented in Fig. 2. In order to simplify the

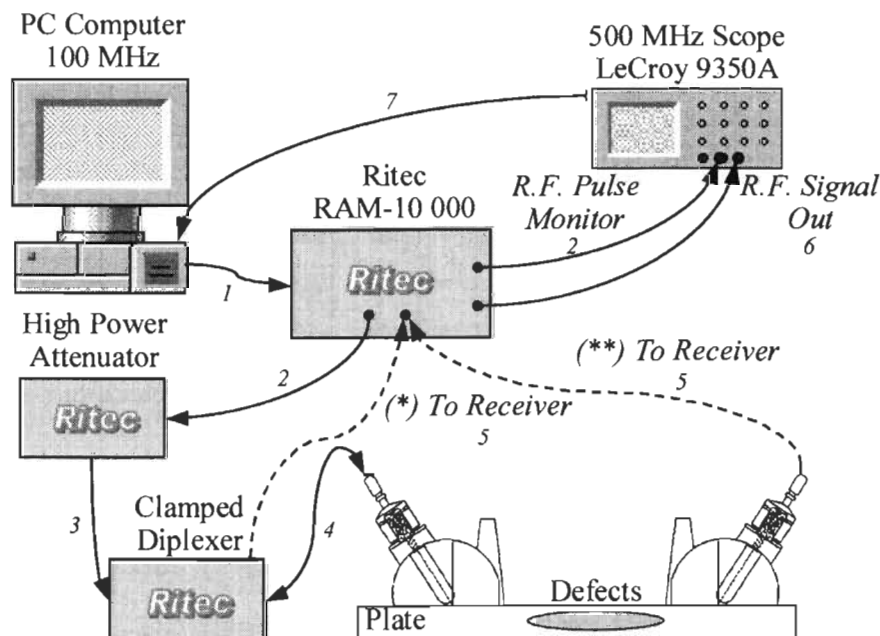


Fig. 1. Experimental setup: (*) pulse-echo setting only; (**) transmission setting only.

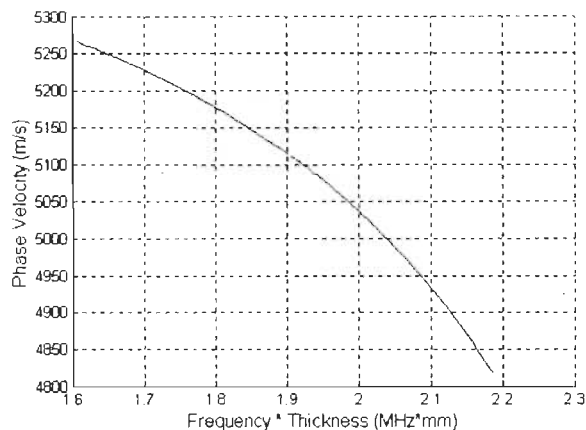


Fig. 2. Phase velocity dispersion curve for steel (3260/5960 m/s) for the -6 dB frequency bandwidth (0.84–1.14 MHz).

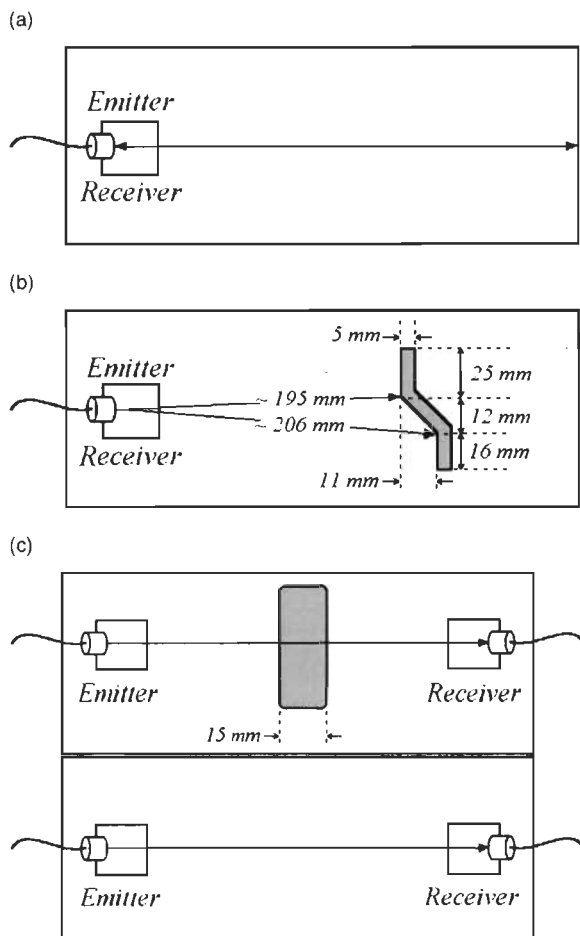


Fig. 3. Inspection configurations on the 300×700 mm², 1.91 mm thick steel plate: (a) edge of the plate; (b) close targets (through notch); (c) transmission over corrosion-like defect (0.5 mm deep, 15 mm wide notch).

processing, the beginning of all the signals has been set to zero since the multiple reflections that occur in the wedge are of no interest.

The first signal analyzed comes from a reflection on the edge of the plate in a pulse-echo configuration (Fig. 3(a)). The second signal, still in pulse-echo (Fig. 3(b)), is the result of the reflected waves coming from two targets near one each other (≈ 11 mm). Finally, in order to simulate corrosion, we have also studied the case of the transmission of the waves through a 0.5 mm deep and 15 mm wide thinned area, which represents 25% of the plate's thickness (Fig. 3(c)).

5. Results and discussion

The reflection from the edge of the inspected plate shown in Fig. 4(a) is only studied to validate the method and demonstrate the time compression ability of the technique. Fig. 4(b) clearly indicates a high level of compaction of the main reflection compared to the raw signal. Furthermore, the beginning of the echo is located at the same time than for the original signal, which is a good indication that it works properly.

Fig. 5(a) shows the echoes of the reflection on two targets near one each other. They are slightly separated, which may be the result of interferences between them, but it is difficult to identify their time of arrival. The best measurement that can be made with respect to the distance between the targets is by measuring the time-of-flight of the central frequency components. If these have not been affected by interferences, they will correspond to the components of maximum amplitude present

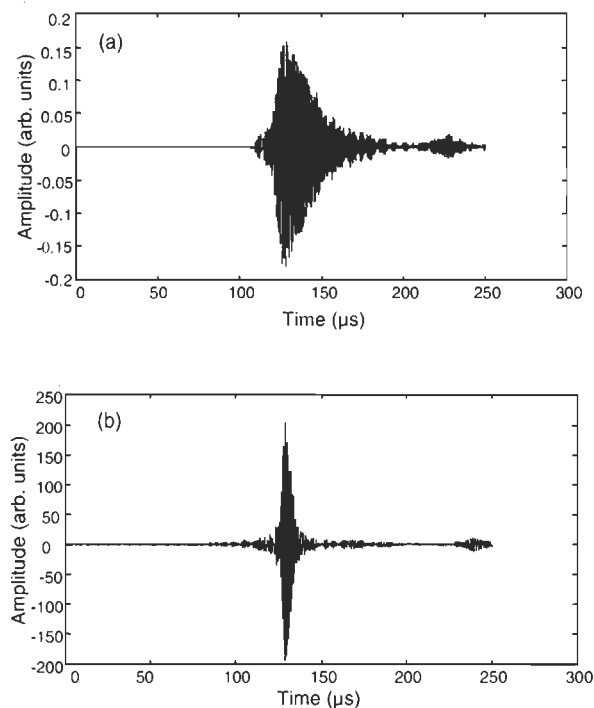


Fig. 4. Reflection on the edge of the plate: (a) raw signal; (b) time-compressed signal.

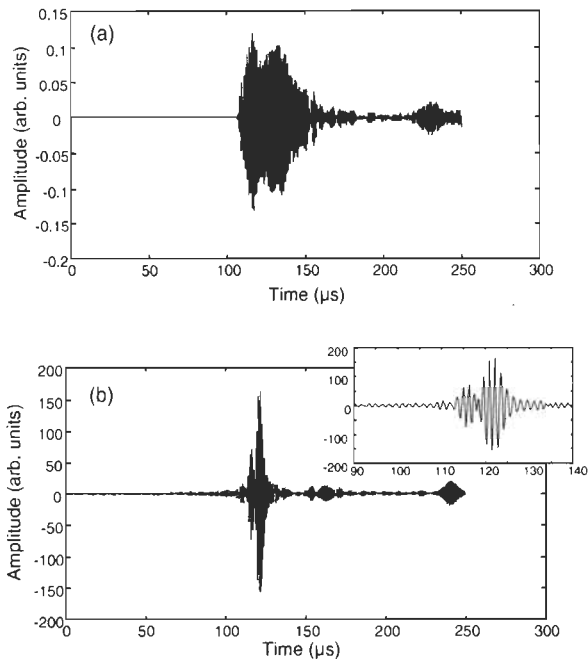


Fig. 5. Reflection on two close targets separated by approximately 11 mm: (a) raw signal; (b) time-compressed signal (box: zoom on the echoes).

in the signal. Using the corresponding group velocity of 4040 m/s, we obtain 32 mm, which is far from the 11 mm expected. The processed signal allows a better discrimination of these echoes (Fig. 5(b)) and their time of arrival can be identified more easily. Although it is not perfect, it should be noted that since a four-cycle wave was generated, it would be impossible to be more accurate than that. In fact, both compacted echoes shown in the box of Fig. 5(b) have four main cycles. From the position of the maximums of both echoes, we obtain a separation of 11 mm between the targets, on the other hand, if we use the zero-amplitude position of the first main cycle of the echoes, we compute a separation of approximately 12 mm. Both results are in accord with the expected 11 mm. Since the reconstructed signals present the same number of cycles than the emitted waves, we should expect an accuracy equivalent to the number of cycles, if no ringing is considered. The use of a wedge to launch the Lamb waves fixes the accuracy of discrimination. If the waves were propagating at constant speed, the vibrations of the material would take place over a certain length corresponding to the number of cycles times the wavelength. The length of these vibrations in the plate thus correspond to

$$\text{Length} = \text{Number of cycles} \times \text{Wavelength} \quad (8)$$

Since the result of the processing is a reproduction of the emitted waves, their vibration length is dependent on the wavelength in the wedge, and the best depth resolution achievable is

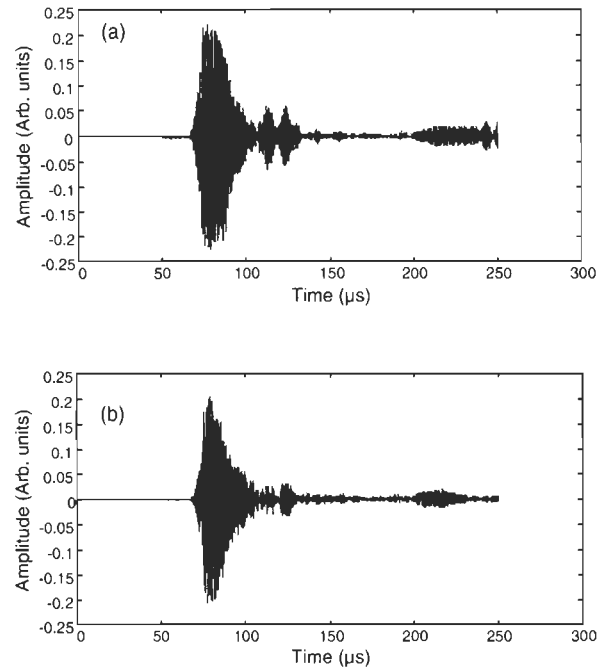


Fig. 6. Raw signal received after the transmission over a: (a) healthy area; (b) simulated corrosion-like defect area.

$$\text{Resolution} = 4 \times \frac{2.72 \mu\text{s/mm}}{1 \text{ MHz}} = 10.9 \text{ mm} \quad (9)$$

That resolution corresponds to the time duration of our reconstructed signals. The fact that the separation between the targets is nearly the same than the resolution is illustrated by the fact that the two reflected signal nearly overlap, that it corresponds to the length of a reconstructed echo.

Fig. 6(a) and (b) show respectively the received signals collected from a healthy and a thinned area. Beside the change in the shape of the echoes appearing right after the main peak, which is probably due to the variation of the velocity and/or a mode conversion, there is no significant difference between the amplitudes of the healthy and defect signals ($\sim 7.6\%$ peak-to-peak). However, the time-compressed signals shown in Fig. 7(a) and (b) present a larger difference between their amplitudes. In fact, it is almost three times larger than the difference observed in the original signals ($\sim 21.9\%$ peak-to-peak). This indicates that some pertinent properties sustained a sufficient change to affect the time compression result for the defect area (Fig. 7(b)). An energy loss of the S_0 mode probably caused by a conversion to another mode and the reflection of part of the signal on the defect may have contributed to this result in some way. However, the main contribution to the change in the level of reconstruction probably comes from thickness-induced errors in the time-compression process since the phase velocity curve computed for the plate is inadequate for the defect area. Thus, the time compression method, when applied to data collected with a dispersive mode such as S_0 , seems to

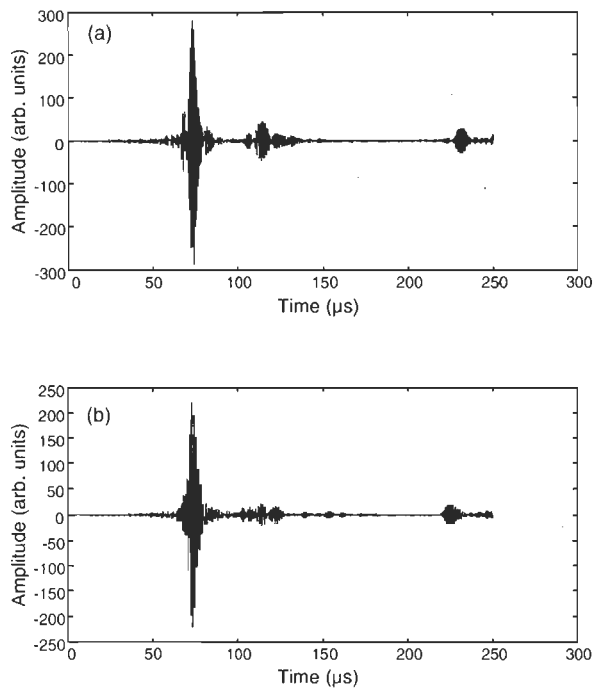


Fig. 7. Time-compressed signal of the transmission over a: (a) healthy area; (b) simulated corrosion-like defect area.

be well suited for the study of surface thinning such as corrosion since it is sensitive to thickness changes. It should work as well for any other defect that would alter considerably the phase velocity of the recorded signal. This result is in accord with those obtained by Alleyne et al. [6].

6. Conclusion

In this paper, we have presented a new method that compresses time-domain Lamb wave signals by taking into account their dispersive nature. Tested for the case of a single mode, Lamb wave inspection of an isotropic media, it has proven its utility in different situations. The reflection of the S_0 wave at the edge of a steel plate allowed the validation of the time compression technique. The analysis of the reflections on two targets located one near each other proved the accuracy of the reconstruction since it allowed an optimal discrimination of the echoes according to the predicted resolution. This resolution only depends on the number of cycles, the frequency, and the velocity of sound in the wedge. Finally, the preliminary study of the transmission of the mode over a surface corrosion-like defect showed an improved detection ability of wall thinning since, after the processing, an increased difference between the amplitudes of the signals recorded at healthy and defect areas could be observed. Further work needs to be done on that subject to uncover the full potential of this method for this particular use.

Our results show that one can generate a dispersive Lamb mode in a plate, and record signals that can be

easily interpreted after a simple data processing. In fact, this method allows the use of all the frequencies available, enlarging the Lamb wave inspection field. Its separation abilities allows it to be applied to SAFT processing using Lamb waves, as we have shown in an earlier work [12], while in pitch-and-catch setup, it could easily be used for a rapid detection of thinned/corroded areas. It can also be applied to other dispersive waves, such as guided SH waves. Furthermore, it can be used with any mode that can be generated as long as its dispersion curve is known, that is a great advantage for the detection of any kind of defect since every mode has a particular sensitivity to different defect geometry. Thus, other modes than S_0 in the low frequency range can be used and when this fact is added to the unlimited frequency selection, our method can become a very useful signal processing procedure for Lamb wave inspection of isotropic media. For now, it is however restricted to a single mode generation, so work still needs to be done on this subject.

Acknowledgements

The authors thank M. Kris van de Rostyne from K.U. Leuven for his help on the Lamb wave dispersion curves computation algorithm. René Sicard also thanks the Fonds pour la formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche (FCAR Funds) for their financial support.

References

- [1] I.A. Viktorov, Rayleigh and Lamb Waves. Plenum Press, New York, 1967.
- [2] R. Balasubramanyam, D. Quinney, R.E. Challis, C.P.D. Todd, A finite-difference simulation of ultrasonic Lamb waves in metal sheets with experimental verification, *J. Phys. D* 29 (1996) 147.
- [3] D.P. Jansen, D.A. Hutchins, J.T. Mottram, Lamb wave tomography of advanced composite laminates containing damage, *Ultrasonics* 32 (1994) 83.
- [4] P. Cawley, The rapid non-destructive inspection of large composite structures, *Composites* 25 (1994) 351.
- [5] D.N. Alleyne, P. Cawley, The interaction of Lamb waves with defects, *IEEE Trans. Ultrasonics Ferroelectr. Freq. Control* 39 (1992) 381.
- [6] D.N. Alleyne, T.P. Pialucha, P. Cawley, A signal regeneration technique for long-range propagation of dispersive Lamb waves, *Ultrasonics* 31 (1993) 201.
- [7] R.K. Ing, M. Fink, Self-focusing and time recompression of Lamb waves using a time reversal mirror, *Ultrasonics* 36 (1998) 179.
- [8] R.K. Ing, M. Fink, Time-reversed Lamb waves, *IEEE Trans. Ultrasonics Ferroelectr. Freq. Control* 45 (1998) 1032.
- [9] L.J. Busse, Three-dimensional imaging using a frequency-domain synthetic aperture focusing technique, *IEEE Trans. Ultrasonics Ferroelectr. Freq. Control* 39 (1992) 174.
- [10] D. Royer, E. Dieulesaint, *Ondes élastiques dans les solides. Tome 1: Propagation libre et guidée*, Masson, Paris, 1996.
- [11] A.A. Oliner, *Acoustic Surface Waves. Topics in Applied Physics*, vol. 24, Springer, New York, 1978.
- [12] R. Sicard, J. Goyette, D. Zellouf, A SAFT algorithm for Lamb wave imaging of isotropic plate-like structures, *Ultrasonics*, in press.

5.2 Discussions supplémentaires

Lorsque ces travaux ont été effectués, l'analyse de la sensibilité des différents modes de Lamb à des types de défauts donnés (voir section 2.1.2 du présent document) n'avait pas encore été effectuée. L'utilisation de la compensation de dispersion pour la détection de zones amincies en transmission peut cependant être améliorée par un choix judicieux du mode généré de façon à maximiser l'interaction de l'onde avec un défaut de surface et par le fait même la conversion de mode et/ou la réflexion. Ainsi, le contraste d'amplitude d'un signal contenant l'information d'un défaut peut être augmenté après traitement par la comparaison à un signal d'un matériau sain : le traitement étant effectué pour un seul mode (le mode généré au départ), les modes générés par conversion de mode ne sont par conséquent pas rétro-propagés correctement et ne contribuent pas à la reconstruction de l'écho de façon cohérente. Par conséquent, l'amplitude de l'écho reconstruit ne correspond qu'à celle du mode généré et varie en fonction de l'amplitude des modes convertis. De ce fait, une variation peut être observée entre l'écho reconstruit pour un matériau sain (référence) et un écho reconstruit dans le cas d'une onde ayant subi une conversion de mode et/ou la réflexion d'une partie de celle-ci en présence d'un défaut.

Les résultats de compensation de dispersion peuvent également être optimisés par une connaissance précise des propriétés mécaniques du matériau mis à l'étude. Dans le cadre des travaux ayant mené à la publication de ce premier article, les valeurs théoriques générales d'un acier au carbone ont été employées pour les calculs de compensation de dispersion. Par la suite, la mesure des propriétés élastiques de cette plaque par la méthode de la mesure de la vitesse de phase (section 3.1) a permis d'établir que ces données sont relativement précises, la mesure ayant donné une vitesse transversale et longitudinale d'environ 3265 m/s et 6015 m/s respectivement (figure 5.1), présentant cependant une grande incertitude (figure 5.2). Malheureusement, cet échantillon n'était plus disponible lors de l'ajout de la technique de mesure des propriétés élastiques basées sur la vitesse de groupe et le spectrogramme (section 3.2) et il a donc été impossible de confirmer l'exactitude des propriétés employées plus en profondeur.

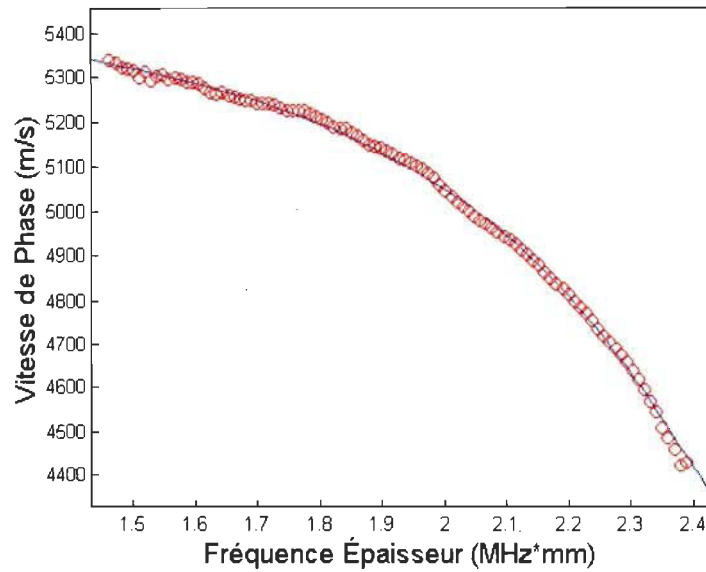


Fig. 5.1 Courbe de vitesse de phase mesurée (cercles) comparée à la courbe calculée à partir des paramètres élastiques estimés (trait bleu). $V_T = 3265$ m/s et $V_L = 6015$ m/s.

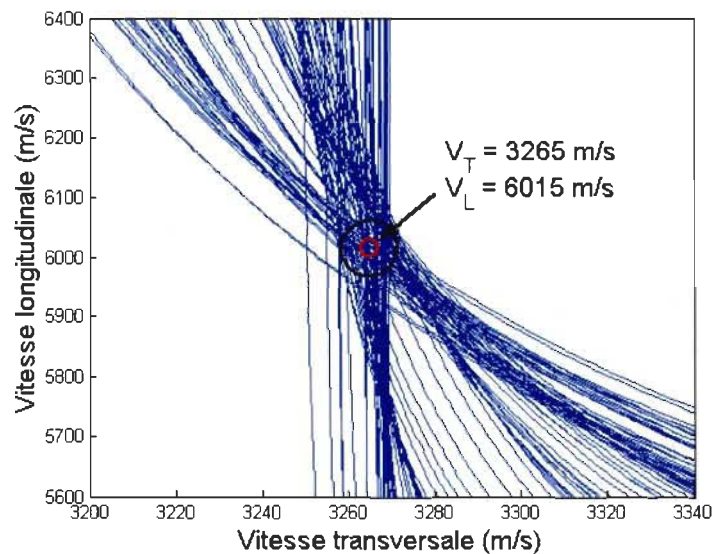


Fig. 5.2 Courbes des couples de vitesse longitudinale et transversale possibles, calculées à partir de chacune des composantes de vitesse de phase mesurée (figure 5.1).

Il est important de noter qu'une erreur est présente dans l'Article I concernant la résolution après compensation de dispersion. Il y est dit que la résolution obtenue (longueur de l'écho reconstruit) est une fonction du sabot employé seulement, alors qu'en réalité, elle n'est fonction que de la longueur d'onde du mode dans la plaque. Ainsi, la

longueur de l'écho reconstruit prend la même forme que présentée dans l'article I, mais en remplaçant la longueur d'onde dans le sabot par celle du mode de Lamb, soit

$$\Delta y = n\lambda_{Lamb} = 4 \times \frac{5.11 \text{ mm}/\mu\text{s}}{1 \text{ MHz}} = 20.4 \text{ mm} \quad (5.1)$$

Une conclusion différente de celle présentée dans l'article I concernant la capacité de séparer les échos de deux réflecteurs rapprochés s'impose donc puisque selon la longueur d'un écho calculée à l'équation (5.1), les échos des réflecteurs (physiquement séparés d'environ 11 mm) n'ont pas la bonne longueur sur la figure 5(b) de l'article I. Cependant, la séparation des deux échos visibles sur cette même figure est d'environ 11-12 mm, permettant de croire que les échos des deux réflecteurs ont été séparés mais mal reconstruits dû à des superpositions de phase défavorables. Il appert qu'une définition plus appropriée de la résolution est, contrairement à ce qui est écrit dans l'article I, la largeur à mi-hauteur (-6dB) de l'écho (critère de Rayleigh [27]), soit environ la moitié de la longueur totale du pulse (environ 10.2 mm). Ainsi, la position des réflecteurs est à la limite de résolubilité du processus et une séparation des échos est possible dans ce cas. Par ailleurs, la longueur de l'écho reconstruit est confirmée à la figure 4(b) de l'article I, alors que la longueur de l'écho reconstruit est d'environ 23 mm.

Chapitre VI

Mesure de la profondeur d'une plaque de corrosion par la mesure de vitesse de phase : étude de faisabilité

Ce chapitre présente les travaux effectués pour le compte-rendu de conférence I [9] et porte sur une technique de mesure de la profondeur d'une région amincie par la corrosion d'une plaque isotrope à l'aide d'ondes de Lamb. L'objectif de ce travail était de vérifier la faisabilité d'effectuer la mesure de l'épaisseur résiduelle d'une plaque ayant subi un amincissement localisé sous la forme d'une perte de matériau résultant de la corrosion (e.g. corrosion par érosion) via la mesure de la variation de la vitesse de phase d'un mode de Lamb. Le compte-rendu de conférence porte également sur l'imagerie de défauts à l'aide de l'algorithme d'imagerie SAFT, présenté en détails au chapitre IV. De plus, un objectif secondaire a été d'évaluer l'utilisation de transducteurs en peigne (comb) pour effectuer chacune des tâches mentionnées ci-haut. Seule la mesure de l'épaisseur sous un amincissement est par conséquent présentée dans ce chapitre. Puisque la base théorique concernant cette mesure n'est présentée qu'avec très peu de détails dans le compte-rendu de conférence et il a par conséquent été jugé utile d'introduire le sujet plus en profondeur. Une étude complémentaire de la méthode de mesure d'épaisseur a également été effectuée et est présentée à la fin de ce chapitre.

6.1 Résumé de la méthode

La mesure de la profondeur résiduelle d'une région amincie par la corrosion est basée sur les propriétés de propagation des ondes de Lamb. Tel que présenté au chapitre II, la vitesse des ondes de Lamb est une fonction de l'épaisseur de la plaque dans laquelle elles se propagent et l'épaisseur d'une plaque peut donc être déduite par une mesure de

vitesse (phase ou groupe) d'un mode en fonction de la fréquence. À titre d'exemple, la figure 6.1 présente les courbes de dispersion du mode S_0 dans une plaque d'acier inoxydable 302 d'une épaisseur de 1.5 et 2 mm.

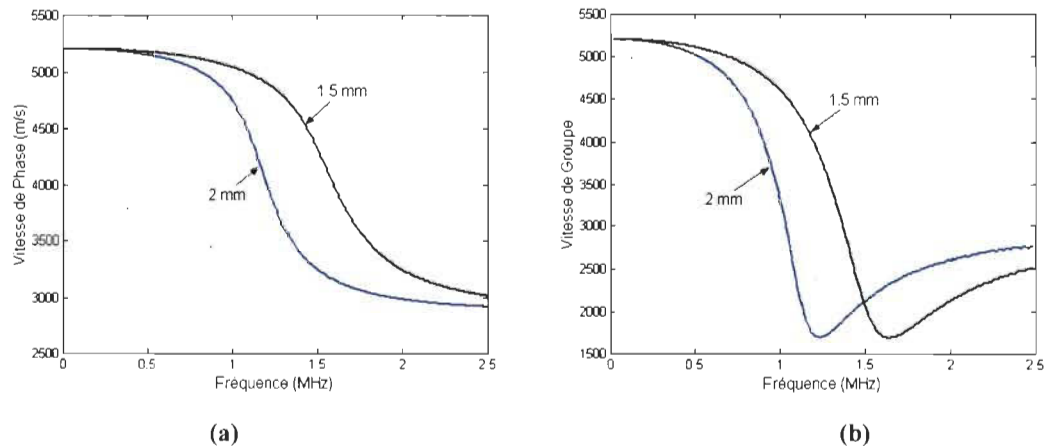


Fig. 6.1 Courbe de dispersion du mode S_0 pour des plaques d'acier inoxydable 302 ($V_T = 3120$ m/s, $V_L = 5660$ m/s) d'une épaisseur de 2 mm et de 1.5 mm. (a) Vitesse de phase ; (b) Vitesse de groupe.

La mesure de l'épaisseur d'une plaque par ondes de Lamb a été effectuée par plusieurs auteurs en effectuant une mesure de la vitesse de groupe [28-32]. Nous pouvons ainsi également espérer mesurer la variation de vitesse causée par la présence d'un amincissement sur le parcours du mode dans le but d'en connaître la profondeur (ou l'épaisseur résiduelle). Tel qu'énoncé précédemment, ce type de mesure a été effectué par la variation de la vitesse de groupe par plusieurs auteurs, mais la vitesse de phase n'a pas été utilisée. Pour se faire, il est nécessaire de connaître l'expression analytique décrivant la propagation d'une onde dans ces conditions, c'est-à-dire l'expression de la vitesse d'un mode de Lamb en fonction de la profondeur du défaut qu'il traverse. La figure 6.2 présente une schématisation simple du problème d'un amincissement localisé d'une plaque.

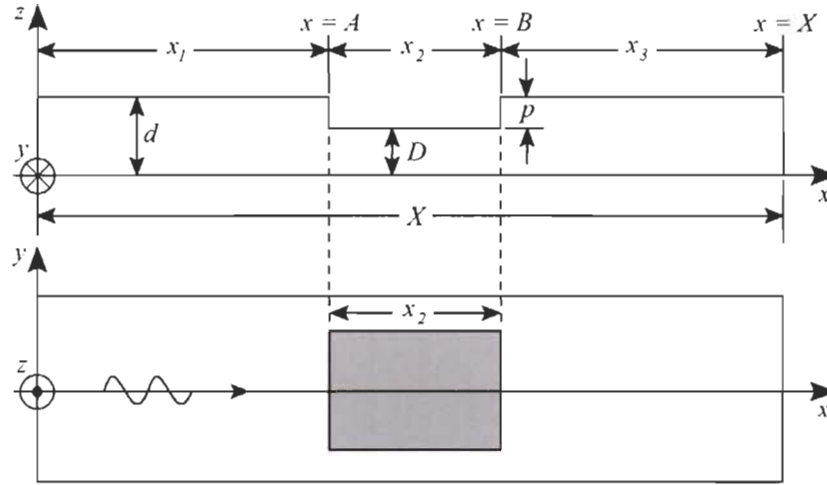


Fig. 6.2 Configuration d'une plaque avec un amincissement rectangulaire.

La région amincie de la figure 6.2 est considérée d'une épaisseur constante sur l'axe x , mais peut être d'épaisseur variable selon l'axe y . La propagation d'un mode de Lamb selon l'axe x peut être décomposé en trois régions distinctes : de $x = 0$ à $x = A$, de $x = A$ à $x = B$ et de $x = B$ à $x = X$, se propageant sur des distances respectives de x_1 , x_2 et x_3 . Ainsi, la vitesse d'une onde se propageant sur toute la longueur X peut être décrite à partir de la vitesse de chacun de ces domaines. Pour une certaine composante fréquentielle f d'un mode donné, l'onde se propagera avec les propriétés suivantes :

- Vitesse de phase $V(f \times d) = V$ pour les régions d'épaisseur d (distances x_1 et x_3)
- Vitesse de phase $V(f \times D) = V_D$ pour la région d'épaisseur D sur la (distance x_2)

La propagation d'une onde selon un axe unique, l'axe x dans le cas qui nous intéresse, peut s'écrire sous la forme :

$$u(x;t) = u(0;t) \exp(ikx) \quad , x \geq 0, \quad (6.1)$$

où la dépendance temporelle $\exp(-i\omega t)$ est incluse dans la fonction de pondération $u(0;t)$ et k est le nombre d'onde angulaire fonction de la fréquence angulaire ω et de l'épaisseur de la plaque. Dans une situation idéale (sans défaut), le nombre d'onde est indépendant de la distance parcourue et peut s'exprimer en fonction d'une courbe de vitesse de phase

unique $V_p(\omega d)$ sur tout l'intervalle $x = [0, X]$ couvert par la variable de la façon suivante :

$$k = \frac{\omega}{V_p(\omega d)}. \quad (6.2)$$

Dans le cas qui nous intéresse, la vitesse de phase varie selon la position x considérée. Ainsi, le terme exponentiel de la forme générale de l'équation (6.1) est différent pour chacune des trois régions étudiées, soit :

$$\exp(ikx) = \begin{cases} \exp(ik_1 x) = \exp\left(ix \frac{\omega}{V_p(\omega d)}\right), & x = [0, A] \\ \exp(ik_2 \{x - A\}) = \exp\left(i\{x - A\} \frac{\omega}{V_D(\omega D)}\right), & x =]A, B] \\ \exp(ik_3 \{x - B\}) = \exp\left(i\{x - B\} \frac{\omega}{V_p(\omega d)}\right), & x =]B, X] \end{cases} \quad (6.3)$$

Ceci résulte en trois formes différentes de $u(x; t)$ selon la position x de l'onde sur l'axe de propagation :

$$u_1(x; t) = u(0; t) \exp(ik_1 x) \quad , 0 \leq x \leq A, \quad (6.4)$$

$$u_2(x; t) = G(A; t) \exp(ik_2 \{x - A\}) \quad , A \leq x \leq B, \quad (6.5)$$

$$u_3(x; t) = H(B; t) \exp(ik_3 \{x - B\}) \quad , B \leq x \leq X, \quad (6.6)$$

où $k_1 = k_3 = k(\omega d)$, $k_2 = k(\omega D)$ et, d'après les équations (6.5) et (6.6), $G(0; t)$ et $H(0; t)$ ont la même forme que (6.1). Ces termes correspondent en fait à l'expression décrivant l'onde à l'interface entre la région précédente et celle considérée (à titre d'exemple, $G(A; t) = u_1(x = A; t)$). Les équations (6.4) à (6.6) nous permettent d'obtenir l'expression exprimant la propagation sur tout l'intervalle $x = [0, X]$. En particulier, on peut trouver

$$u(X; t) = u(0; t) \exp[i(k_1(X - x_2) + k_2 x_2)]. \quad (6.7)$$

L'équation (6.7) décrit l'état de la composante verticale du déplacement mécanique après une traversée d'une distance totale X au temps t . Nous pouvons finalement réécrire l'équation (6.7) de la façon suivante :

$$u(X;t) = u(0;t) \exp \left[i\omega \left(\frac{1}{V_p(\omega d)} (X - x_2) + \frac{1}{V_D(\omega D)} x_2 \right) \right]. \quad (6.8)$$

L'équation (6.8) représente un mode de Lamb ayant parcouru une distance totale $(X - x_2)$ sur une plaque d'épaisseur d avec une vitesse de phase $V_p(\omega d)$, ainsi qu'une région amincie d'épaisseur D et de longueur x_2 avec une vitesse de phase $V_D(\omega D)$. Cependant, pour que cette expression soit valide, les suppositions suivantes doivent être faites :

- Le mode à la sortie de la région amincie est le même que celui à l'entrée (aucune conversion de mode à la sortie du défaut)
- Le mode se propageant sous le défaut est soit le même que celui à l'entrée ou est le fruit d'une conversion de mode totale

Ainsi, pour que l'équation (6.8) soit valable, nous supposons premièrement qu'il ne se produit aucune conversion de mode partielle ou que, le cas échéant, le ou les modes résultant d'une conversion ne sont pas prédominants et peuvent être négligés. En second lieu, dans le cas d'une conversion de mode non négligeable, nous supposons que celle-ci est totale ou suffisamment importante pour ne pouvoir considérer que le mode obtenu par conversion.

La transformée de Fourier $U(X;\omega)$ de l'expression décrite en (6.8) et correspondant à une propagation d'une distance totale X s'écrit simplement :

$$U(X;\omega) = U(0;\omega) \exp \left[i\omega \left(\frac{1}{V_p(\omega d)} (X - x_2) + \frac{1}{V_D(\omega D)} x_2 \right) \right] \quad (6.9)$$

où $U(0; \omega)$ est la transformée de Fourier temporelle de l'illumination $u(0; t)$. Pour sa part, la transformée de Fourier d'une onde ayant parcouru la même distance X sur une plaque d'épaisseur d et de vitesse de phase $V_p(\omega d)$ est donnée par

$$A(X; \omega) = A(0; \omega) \exp \left(i \omega \frac{X}{V_p(\omega d)} \right) \quad (6.10)$$

Utilisant la même méthodologie qu'à la section 3.1, la différence de phase $\Delta\phi(\omega)$ entre ces deux signaux nous permet d'obtenir la vitesse de phase de la région amincie en fonction de la fréquence, soit :

$$V_D(\omega D) = \left[\frac{1}{V_p(\omega d)} - \frac{\Delta\phi(\omega)}{\omega x_2} \right]^{-1} \quad (6.11)$$

L'équation (6.11) nous montre que, connaissant la longueur de traversée z_2 sous un défaut, il est possible de calculer la courbe de vitesse de phase $V_D(\omega D)$ sur l'intervalle de fréquences générées définies par ω et correspondant à l'épaisseur inconnue D . Afin d'effectuer cette mesure, la courbe de vitesse de phase $V_p(\omega d)$ de l'onde sur les régions saines doit être connue, en plus de la longueur de traversée x_2 sous le défaut. Or, il nous est possible de mesurer ou de calculer cette vitesse de phase, alors que la longueur de traversée sous le défaut peut être déterminée par une méthode pulse-écho appropriée tel que le SAFT ou la compensation de dispersion. Ainsi, la courbe de vitesse de phase correspondant à la bande de fréquences générée peut être évaluée sous la région amincie, et son épaisseur peut être calculée grâce à la relation de dispersion des ondes de Lamb donnée à l'équation (2.6). Le résultat de cette mesure est une courbe d'épaisseurs possibles correspondant aux vitesses de phase mesurées sur toute la bande de fréquence, permettant ainsi de diminuer l'erreur sur la mesure en effectuant une moyenne des ces épaisseurs.

6.2 Expériences

La technique de mesure de l'amincissement d'une plaque est présentée en détail dans le compte-rendu de conférence I [9] et est basé sur le traitement de l'information d'un mode de Lamb en mode transmission. Cette étude a été effectuée sur deux plaques d'aluminium différentes et selon deux modes de génération/réception différents. Les travaux présentés dans le compte-rendu de conférence I [9] ont été effectués à l'aide du mode A_1 généré à l'aide d'un élément en peigne (comb) et reçu à l'aide d'un sabot à angle variable, alors que les résultats complémentaires présentés dans la section 6.2.4 ont été obtenus à l'aide du mode S_0 généré et reçu avec des éléments sur des sabots à angle seulement.

6.2.1 Présentation des échantillons

Trois échantillons ont été étudiés dans le cadre de cette partie des travaux. Le premier échantillon est une plaque d'acier inoxydable 302 de 1.82 mm d'épaisseur dont les paramètres élastiques sont $V_T = 3120\text{ m/s}$ et $V_L = 5660\text{ m/s}$ (échantillon 1), et a été étudié pour la section portant sur le SAFT dans le compte-rendu de conférence I [9]. Il est à noter que lors de l'écriture de ce compte-rendu de conférence, une erreur a été faite quant à la présentation de cet échantillon, alors que les paramètres d'une autre plaque étudiée au cours des travaux de cette thèse ont été présentés (section identifiée sous « Defect Localization and Sizing » dans le compte-rendu de conférence). Le second échantillon étudié dans le compte-rendu de conférence est une plaque d'aluminium de série 7000 de 2.08 mm d'épaisseur et dont les paramètres élastiques sont $V_T = 3110\text{ m/s}$ et $V_L = 6215\text{ m/s}$ (échantillon 2). Ce second échantillon a servi à l'étude de la mesure d'épaisseur résiduelle d'une région amincie d'environ 11.5% (0.24 mm).

Un troisième échantillon a été étudié afin d'effectuer une analyse complémentaire de la mesure de l'épaisseur d'une région amincie. Ce dernier est une plaque d'aluminium de 1.97 mm d'épaisseur dont les paramètres élastiques ont été estimés à $V_T = 3133\text{ m/s}$ et

$V_L = 6395 \text{ m/s}$ (échantillon 3, présenté en exemple au chapitre III pour la mesure des paramètres élastiques via la vitesse de phase d'un mode de Lamb). Trois défauts de profondeurs différentes ont été usinés dans cette plaque afin d'étudier la méthode dans plusieurs conditions différentes. Un schéma de cet échantillon est présenté à la figure 6.3.

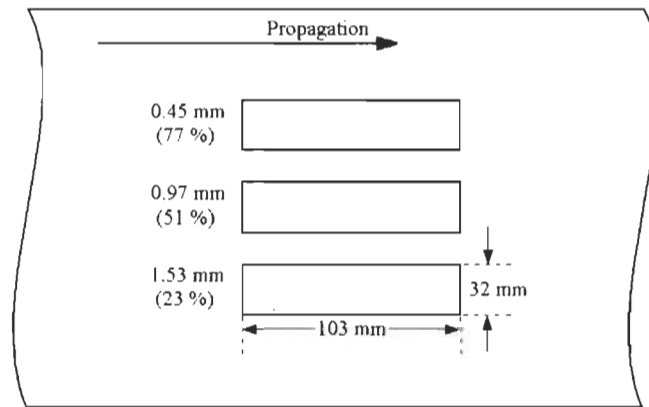


Fig. 6.3. Schéma de l'échantillon 3 : plaque d'aluminium de 1.97 mm d'épaisseur comportant trois amincissements. Les valeurs en mm à la gauche des défauts indiquent l'épaisseur résiduelle sous les défauts alors que les valeurs entre parenthèses indiquent leur profondeur relative à l'épaisseur de la plaque.

6.2.2 Résumé du compte-rendu de conférence

Dans ce travail, des modes de Lamb sont excités à l'aide d'un transducteur linéaire bidimensionnel de configuration en peigne (comb) dans des plaques dans le but de détecter des défauts de corrosion. Une méthode basée sur la variation de la vitesse de phase a été développée dans le but d'évaluer la profondeur d'amincissements de matériaux plans causés par la corrosion. Le mode de Lamb antisymétrique de premier ordre (A_1) a été employé dans une région dispersive de la courbe de dispersion, résultant en une forte variation de la vitesse de phase permettant la caractérisation de la corrosion. Afin de simplifier les calculs de variation de vitesse de phase, aucune conversion de mode n'est supposée lors de l'interaction du mode avec les défauts. La localisation des défauts a été effectuée à l'aide de l'algorithme d'imagerie SAFT (Synthetic Aperture Focusing technique).

6.2.3 *Contribution de l'auteur (Compte-rendu de conférence I)*

CORROSION MONITORING OF AIRFRAME STRUCTURES USING ULTRASONIC ARRAYS AND GUIDED WAVES

R. Sicard^{1,2}, A. Chahbaz¹, and J. Goyette²

¹R/D Tech, NDT Technology and Development, Québec, Québec, Canada G1P 4S9

²Institut de Recherche sur l'Hydrogène, Université du Québec à Trois-Rivières, Trois-Rivières, Québec, Canada G9A 5H7

ABSTRACT. Guided Lamb waves offer important inspection potential due to the range of available propagating wave modes. Compared to localized conventional point-by-point ultrasonic wave testing, they can be launched over long distances where larger and non accessible areas can be inspected using single pulse excitation. In this work, Lamb modes are excited using 2D linear array probes to detect corrosion/cracks in airframe-like structures. A Lamb wave phase velocity variation technique was developed to evaluate material thinning caused by corrosion. First order antisymmetric A_1 mode was used in a substantially dispersive region, yielding important phase velocity variation to characterize corrosion. To simplify phase variation calculations, we assumed either no mode conversion or a complete mode conversion occurring from mode interaction with defects. For defect separation, results were averaged and images were reconstructed using synthetic artificial focusing technique.

INTRODUCTION

Metallic corrosion has proven to be a major problem in the aircraft industries, as well as chemical, nuclear and geothermal plants. In 1995, the losses related to metallic corrosion was approximated to 296 billion US\$ in the USA only, where 104 billion US\$ were considered as avoidable losses if these industries had been using existing, low cost inspection techniques [1]. The necessity of developing effective, simple low cost inspection systems is thus important. Nondestructive evaluation using ultrasounds meets these criteria. A characteristic of the previous industries is that plate geometries are very common, which allows the use of guided waves as an inspection tool. Guided ultrasonic Lamb waves have proven to be sensitive to thickness changes in plates, both in reflection and transmission mode [2]. Their dispersive nature, i.e. phase and group velocity variation as a function of frequency-thickness product, allow the measurement of thickness variations in a plate.

In this work, we explore the possibility of using Lamb waves as an inspection tool for corrosion detection and sizing on airframe-like structures. A 2D linear array design is studied for the generation of the guided modes. A Synthetic Aperture Focusing Technique algorithm is applied to pulse-echo scans for defect localization and sizing, while a phase velocity variation technique allows the depth measurement of a thinned, corroded area.

THEORY

Lamb Waves

Lamb waves (plate waves) refer to elastic perturbations propagating in a solid plate (or layer) with free boundaries, for which displacements occur both in the direction of wave propagation and perpendicularly to the plane of the plate [3]. For an isotropic plate of thickness $2h$, the dispersion relation describing both symmetrical and antisymmetrical modes can be written as [4]

$$(k^2 - q^2)^2 \cos(ph + \alpha) \sin(qh + \alpha) + 4k^2 pq \sin(ph + \alpha) \cos(qh + \alpha) = 0 \quad (1)$$

where the wave numbers p and q are given by

$$p^2 = \omega^2 / V_L^2 - k^2 \quad \text{and} \quad q^2 = \omega^2 / V_S^2 - k^2 \quad (2)$$

and where ω is the angular frequency, k is the angular wave number and V_L and V_S are respectively the longitudinal and shear bulk wave velocities in the material. The parameter α permits discriminating between symmetrical ($\alpha = 0$) and antisymmetrical ($\alpha = \pi/2$) modes. Equation (1) allows us to obtain the dispersion curves of Lamb wave modes in an isotropic material of known velocities V_L , V_S and thickness $2h$ as a function of the frequency - thickness product.

Lamb Waves Generation with a 2-D Linear Arrays

Wavelength-matched type linear arrays (combs) can be used to generate Lamb waves. In this case, with a proper excitation, the wavelength component corresponding to the spacing between the elements of the comb is constructed, allowing a wavelength selection in the generation of a Lamb mode, as described by the following equation, derived from a phased transducer array equation proposed by Li *et al.* [5]

$$A(x) = B(x, \omega) \sum_{i=1}^N \exp\{j[\omega t \mp k(x - x_i)]\} = B(x, \omega) \exp\{j[\omega t \mp k(x - x_{center})]\} \quad (3)$$

where N is the number of elements in the array, $A(x)$ is the mode amplitude, $B(x, \omega)$ is a weighting function, ω is the angular frequency, k is the angular wave number, t is the time, x is the position along the comb axis and x_{center} is the position of the center of the transducer. The “ \mp ” sign implies “-” for a +x direction propagation and “+” for a -x propagation, meaning they do not provide a unidirectional mode generation, the waves being generated on both sides of the comb. Some linear arrays using time delays were proposed to achieve a unidirectional mode generation [5-7], however, simple configuration with conventional linear arrays is sufficient for the current study. Since the width of comb transducers is very small, it allows building a 2-D linear array designed of multiple combs set side by side. For scanning purpose, it can be glued on the surface of the inspected specimen. A multiplexer can perform the spatial indexing on the combs electronically instead of moving a transducer on the surface. With such a configuration, coupling efficiency is not a problem, but the spatial sampling is restricted to the spacing between the combs.

Defect Localization and Sizing: Synthetic Aperture Focusing Technique

While Lamb waves are dispersive, it is difficult to identify the correct time-of-flight of an echo since every frequency component has a different phase and group velocity. Thus, highly dispersive modes do not allow a precise localization by standard means. In order to perform this localization, the dispersion needs to be considered. We have shown that a numerical dispersion compensation applied to Lamb waves inspection signals allows localization and separation of defects [8], as well as their sizing when a Synthetic Aperture Focusing Technique is used to perform the compensation [9].

The 2-D version of the Synthetic Aperture Focusing Technique (SAFT) is a computational technique that basically consists in performing the focusing of an acoustic field recorded along the x-axis toward a point located at depth z. A complete description of the Fourier domain SAFT process applied to Lamb waves can be found in Sicard *et al.* [9]. For a 2-D inspection pattern in an isotropic media, a set of acoustic fields $S(x, z=0, t)$, expressed as $\bar{S}(k_x, 0, f)$ in the 2-D Fourier domain, is recorded along the scanning axis x, at depth $z = 0$ and at time t. The SAFT process can be resumed by the focusing of the waves at every depth z of the material with proper phase shifts by a backpropagation operation expressed as

$$\bar{S}(k_x, z, f) = \bar{S}(k_x, 0, f) \exp \left(2\pi i z \sqrt{\frac{f^2}{(V_p(f \times 2h)/2)^2} - k_x^2} \right). \quad (4)$$

If a reflector is present at a certain depth, a coherent summation of the information will occur at its position, otherwise this summation is incoherent. The dispersion compensation occurs by applying a correction based on the phase velocity curve $V_p(f \times 2h)$ which corresponds to the frequency bandwidth of interest. Finally, a summation over the frequency components of this bandwidth combined with an inverse spatial Fourier transform from k_x to x leads to a defect function $B(x, z)$ representing the reflectors at their positions in the plate, allowing a lateral measurement of defects, as well as their positioning. Additional phase shifts must be accounted for if a coupling medium (wedge) is used for the generation [9]. In the case of linear arrays, we consider a single point generation in the middle of the comb, as in equation (3).

Thickness Measurement: Phase Velocity Variations Method

The phase velocity variation method is based on the velocity shift of a Lamb mode occurring when the thickness of a plate changes. The measurement of the phase velocity curve of a given mode gives a measurement of the thickness of the plate. For a corroded area with finite dimensions, if the thinning is relatively constant in depth, the measurement of a phase velocity curve of a mode as it travels under this defect can be used to compute its remaining thickness. In order to achieve this measurement, a simple model can be set, based on the relative measurement of a mode propagating over a non-corroded and a corroded area. This measurement implies two conditions: the propagation length of the waves under the thinned area is a known value (in-plane size of the defect) and the mode propagating under the defect is pure, corresponding to either no or total mode conversion.

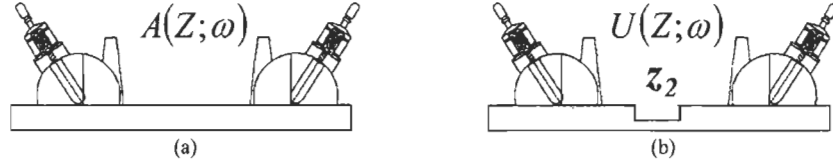


FIGURE 1. Schematic representation of the principle of the relative measurement of a thinned area: (a) Measurement on a healthy plate; (b) Measurement over a thinned area.

Let $A(Z; \omega)$ and $U(Z; \omega)$ be respectively the Fourier representation of a Lamb mode propagating over a non-corroded plate and a thinned area (figure 1):

$$A(Z; \omega) = A(0; \omega) \exp\left(i\omega \frac{Z}{V}\right) \quad (5)$$

$$U(Z; \omega) = U(0; \omega) \exp\left[i\omega \left(\frac{1}{V}(Z - z_2) + \frac{1}{V_D} z_2\right)\right] \quad (6)$$

where Z is the total length of propagation, z_2 is the length of propagation under the defect, V is the phase velocity of the generated mode in the non-corroded plate as a function of angular frequency ω and known plate thickness $2h$ and V_D is the phase velocity of the mode propagating under the thinned area. Performing the phase difference $\Delta\phi(\omega)$ between these two signals leads to an expression of the phase velocity under the defect,

$$V_D = \left[\frac{1}{V} - \frac{\Delta\phi(\omega)}{\omega z_2} \right]^{-1} \quad (7)$$

By using a highly dispersive mode, one can expect to measure the residual thickness under the thinned, corroded area. Experimental considerations will be discussed in the experiments section. Various thickness measurement methods using Lamb waves may also be found in many references [10-].

EXPERIMENTS

Lamb Waves Generation

Two different types of transducers were used in our experiments, a standard 0.25 inch, 3.5 MHz contact transducer on a Perspex wedge (2720 m/s) and a 2D piezoelectric linear array with a central frequency of 2.25 MHz (figure 2(a)). This array is made of 30 combs, 1 mm apart and with a 2 mm wavelength allowing electronic scanning instead of a mechanical one. For the pulse-echo measurements, both transducers were used and results were compared between the two transducers. For the thinning measurements in through transmission mode, the 2-D linear array was used as the emitter while the reception was performed with the piezoelectric on the wedge (figure 2(b)).

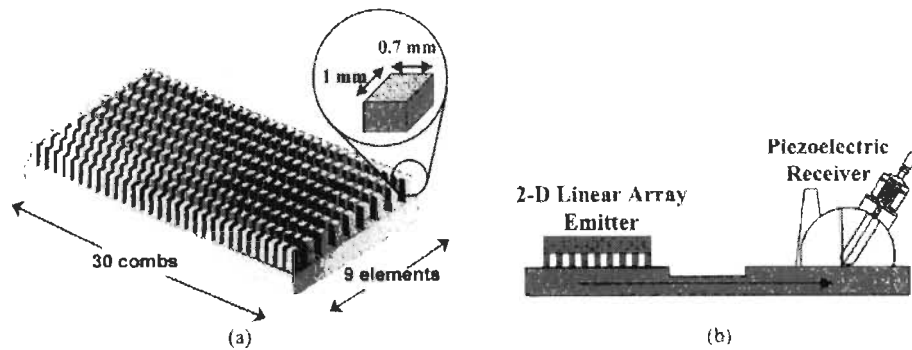


FIGURE 2. (a) 2-D linear array representation; (b) Through transmission configuration for the thinning measurement (side view).

Defect Localization and Sizing

A 1.87 mm stainless steel plate ($V_s = 3140 \text{ m/s}$, $V_L = 5630 \text{ m/s}$) specimen with simulated defects was used to test the ability of using SAFT along with conventional angle-wedge and linear array generation to locate and size simulated corrosion. Five flat bottom holes with a 1.5 mm diameter were drilled in the plate (50% through) in a cross pattern to simulate pitting corrosion (figure 3 (a)). For the experiment, the fundamental A_0 mode was generated with the combs (1.28 MHz, 3 adjacent combs at the same time), while the A_1 mode was excited by the angle-wedge method (2.21 MHz). In both cases, the generated mode was located on the 2 mm wavelength curve of the dispersion curves. A toneburst generation was used in both cases for mode excitation. In order to create a sufficient wavelength selection with the comb, the number of cycles of the excitation has to be close to the number of elements on the comb and was set at 8 in order to keep the imaging resolution as high as possible. In the case of the angle-wedge generation, the excitation was set to 6.5 cycles (3 μs). In both cases, sampling frequency was 25 MHz (4096 points) and spatial sampling was 1 mm (half-wavelength).

Scanning results with the comb configurations and angle-wedge inspections are presented in Figure 3(b) and (c). These results are presented as SAFT images with the scanning line located on the left side of the images. With the comb setup, four of the five pits were detected (the upper pit and 3 horizontally aligned pits). The measured lateral diameters (vertical axis) of the detected pits ranged from 2.8 mm for the upper pit to 4.4 mm for the center pit. Almost the same results were also obtained using the angle wedge setup on the same specimen. These obtained diameters represent approximately double the real diameters of the simulated pits. The distance separating the center of the vertical pits is approximately 7 mm for the combs and 5.2 mm for the angle-wedge, which is in good agreement with the expected real distance (6 mm). Finally, the horizontal separation of the pits, measured from the left of each pit detected is, from left to right, 5.8 mm and 5.7 mm for the combs, and 5.8 mm and 6.8 mm for the angle-wedge image. This analysis shows the similarity of the results obtained with both setups. The major difference is the contrast related to the background noise, which is not high for the comb results (the contrast of the figure 3(b) had to be enhanced in order to clearly see the pits). Nevertheless, we can conclude that there is a great potential of detection and sizing of pits by combining Lamb waves and SAFT, using either the conventional angle-wedge method or linear arrays.

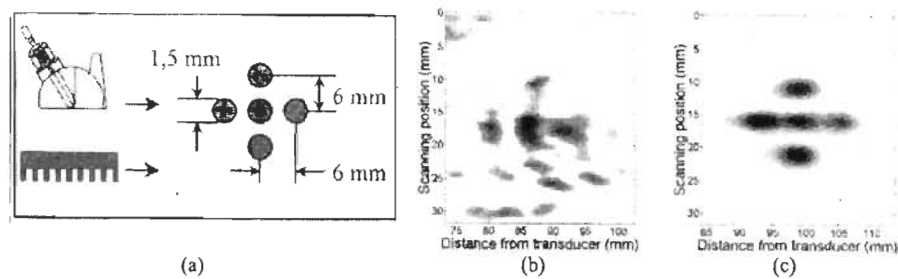


FIGURE 3. Pit detection and sizing results using SAFT. (a) Experimental setup for the pulse-echo inspection of the stainless steel plate; (b) Zoom in on the pits for generation with combs (enhanced contrast); (c) Zoom in on the pits for the angle-wedge generation.

Thickness Measurement

The investigated sample for thickness measurement represented a $41.5 \times 56 \times 2.08$ mm thick aluminum plate ($V_s = 3110 \text{ m/s}$, $V_L = 6215 \text{ m/s}$) and 0.24 mm deep thinned area (11.5% of the plate thickness). The excitation of the Lamb waves was performed using the 2-D linear array while the angle-wedge piezoelectric element was scanned over the inspected area of the plate for the reception in front of the generating comb.

A few parameters need to be accounted for to perform a correct thickness measurement. The first aspect to consider is the sensitivity of the measurement, which means which mode to use and at what frequency it should be excited. Since the measurement is based on phase velocity variations, the excited mode should be highly dispersive at the selected frequency-thickness to be able to follow small thickness changes. A good way to identify the location of high levels of dispersion on the Lamb waves curve is the variation of velocity versus frequency representation, as shown in figure 4(a) for a 2.08 mm aluminum plate. As expected, we can see from this plot that the maximum dispersion is located near the cutoff frequencies of the higher order modes, as well as at low frequencies for the fundamental A_0 mode. The problem with high order modes comes with the cutoff frequencies. Since we wish to observe a thinning of the plate, we may lose the mode if the plate thickness becomes too small. It may be desirable to use a mode without a cutoff frequency or far from its cutoff frequency. The A_0 mode may therefore be a good choice [10-11]. The S_0 mode also presents a high level of dispersion near 1.1 MHz and was used in [11-13]. If we allow ourselves to use high order modes, A_1 and S_1 modes both have a local maximum respectively around 2 MHz and 2.9 MHz, which may also be a pertinent choice to follow a thinning with a good and relatively constant precision.

Another important point to look at is the ability to excite a pure mode, which is easier to do if the mode is isolated from the others in the phase velocity dispersion. A quick look at the phase velocity dispersion curve permits to make this choice easily (figure 4(b)). Since we expect to follow pure modes, it is desirable to use low order mode to minimize the mode conversion possibilities. In our case, another important aspect had to be considered: the combs used to receive the wave modes have a fixed wavelength of 2 mm. Thus, the selection of the mode had to be done on this wavelength line. Considering these issues, our choice for thinning evaluation was the A_1 mode.

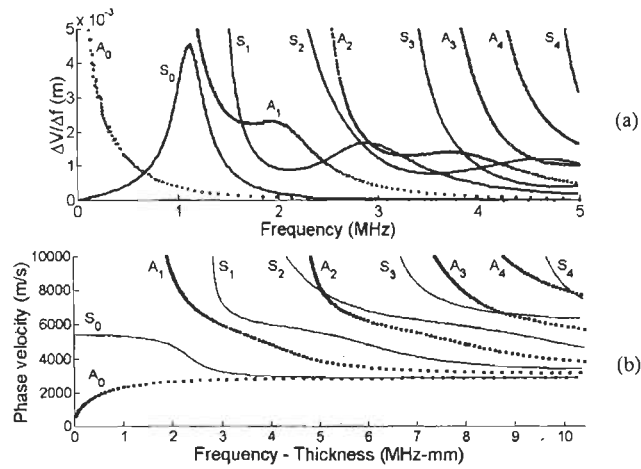


FIGURE 4. Lamb modes dispersion on a 2.08 mm aluminum plate ($V_S = 3110$ m/s, $V_L = 6215$ m/s): (a) Phase velocity variation as a function of frequency; (b) Phase velocity as a function of frequency-thickness.

As it can be seen within the dashed boxes on figure 5(a) and (b), three different areas present errors larger than their surrounding: between the scan positions 2 to 4 mm (area #1), 17 and 18 mm (area #2) and finally 28 to 30 mm (area #3). As it can be observed on figure 5(c), area #1 presents a lack of information due to a problem with the linear arrays, which is also the case between 11 and 14 mm where the thickness error is less apparent. Area #2 is located at the interface between the thinned area and the full thickness, where we should expect to receive mixed information and consequently a wrong thickness. Finally, the echoes were saturated in the area #3, where the last three scanning positions. The 30 combs of the 2-D array were unfortunately not all identical and we had to saturate the information on those three last combs in order to obtain information on most positions of the inspection.

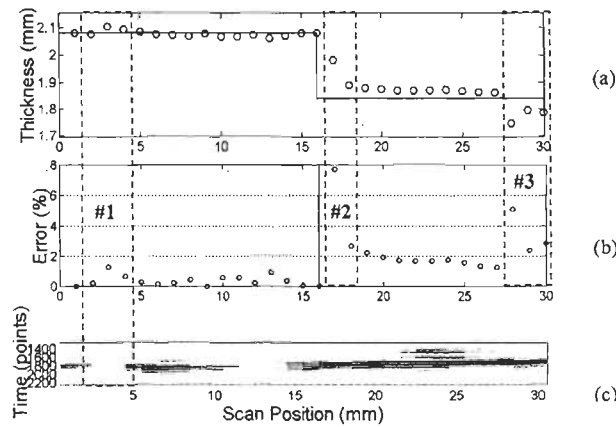


FIGURE 5. (a) Plate thickness under the thinned area as a function of scanning position. Straight line: expected thickness; circles: measured thickness; (b) Error relative to the expected thickness as a function of scanning position; (c) Zoom-in on the B-scan representation of the transmitted pulses.

The results from the thickness measurement are encouraging and the main conclusion is the tests gave precise results since a maximum error of 2% was obtained, which is equivalent to an error of approximately 0.04 mm for a thickness of 1.84 mm.

CONCLUSION

Encouraging results were obtained for corrosion detection and evaluation using Lamb waves generated with either linear arrays or conventional angle-wedge method. Combining Lamb waves with SAFT imaging allowed the detection of simulated corrosion in airframe structures. A group of pits of 1.5 mm in diameters was successfully detected and characterized. Furthermore, an 11.5% thinning was measured with an accuracy of 2% using a Lamb waves phase velocity variation method. This accuracy leads us to think that even smaller thinning may be measured using Lamb modes.

ACKNOWLEDGEMENTS

R. Sicard also thanks the NATEQ Funds from the Quebec government for a scholarship. We thank Ms. Line Boucher for her help on the measurements.

REFERENCES

1. Winston Revie, R., *Uhlig's Corrosion Handbook, Second Edition*, John Wiley & Sons, New York, 2000.
2. Alleyne, D.N. and Cawley, P., *IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* **39**, 381-397 (1992).
3. Viktorov, I.A., *Rayleigh and Lamb Waves*, Plenum Press, New York, 1967.
4. Royer, D. and Dieulesaint, E., *Ondes élastiques dans les solides, Tome 1 : Propagation libre et guidée*, Masson, Paris, 1996.
5. Li, J. and Rose, J. L., *IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* **48**, 761-768 (2001).
6. Zhu, W. and Rose, J. L., *IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* **46**, 654-664 (1999).
7. Chahbaz, A., Sicard, R. and Banchet, J., "Time delayed Lamb Wave Arrays for Defect Detection in Lap Joint Aircraft Structures", in *Proceedings of the Second EPRI Phased Array Inspection Seminar*, EPRI, 2001.
8. Sicard, R., Goyette, J. and Zellouf, D., *Ultrasonics* **40**, 727-732 (2002).
9. Sicard, R., Goyette, J. and Zellouf, D., *Ultrasonics* **39**, 487-494 (2002).
10. Pei, J., Yousuf, M. I., Degertekin, F. L., Honein, B. V. and Khuri-Yakub, B. T., *Res. Nondestr. Eval.* **8**, 189-197 (1996).
11. Zhang, R. Wan, M. and Cao, W., *IEEE Trans. On Instrumentation and Measurement* **50**, 1397-1403 (2001).
12. Jenot, F., Ouaftouh, M., Duquenois, M. and Ourak, M., *Meas. Sci. Technol.* **12**, 1287-1293 (2001).
13. Sun, K. J., Kishoni, D. and Johnston, P. H., "Feasibility of Using Lamb Waves for Corrosion Detection in Layered Aluminum Aircraft Structures", in *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, 1993, 733-736.
14. Tuzzeo, D. and Lanza di Scalea, F., *Res. Nondestr. Eval.* **13**, 61-77 (2001).
15. Zhu, W., Rose, J. L., Barshinger, J. N. and Agarwala, V. S., *Res. Nondestr. Eval.* **10**, 205-225 (1998).

6.2.4 Étude complémentaire

Tel que discuté précédemment, l'étude de la mesure de la profondeur de défauts via la variation de la vitesse de phase d'un mode de Lamb a été complétée pour une plus grande gamme de profondeurs de défauts. Alors que l'échantillon présenté dans le compte-rendu de conférence I [9] présentait un amincissement d'une profondeur correspondant à environ 11 % de l'épaisseur totale de la plaque, une série de défauts d'une profondeur d'environ 23%, 51% et 77% ont été analysés en complément. Une schématisation de la plaque et des sondes d'inspection est présentée à la figure 6.4.

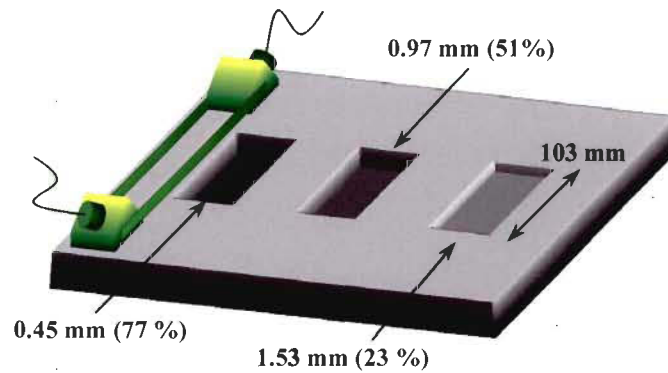


Fig. 6.4 Configuration de l'inspection pour la mesure d'amincissement de l'échantillon 3 : plaque d'aluminium de 1.97 mm d'épaisseur ($V_T = 3133$ m/s, $V_L = 6395$ m/s).

Afin d'effectuer cette nouvelle série de mesures, le mode S_0 a été généré à un produit fréquence-épaisseur d'environ 2 MHz-mm pour effectuer la lecture de l'épaisseur de la plaque. Des transducteurs piézoélectriques à angle de 1 MHz et d'un diamètre de 6.35 mm ont été employés pour l'émission et la réception et déplacés à l'aide d'un système robotisé (PANDA, Tektrend international). Le pas de déplacement des transducteurs est de 4,06 mm. Les courbes de vitesse de phase mesurée pour les profondeurs de 23% et 51%, ainsi que celle du mode généré sont présentées à la figure 6.5.

Le profil d'épaisseur mesurée en fonction de la position d'inspection est présenté à la figure 6.6. Celle-ci présente d'excellents résultats pour les profondeurs de 23% et 77%, où la précision atteint aisément 0.2 mm (et une précision quasi parfaite d'environ

0.02mm à 77%). Seul le défaut de 51% présente un léger problème (environ 0.4 mm d'erreur pour certaines positions). La mesure de l'épaisseur de la plaque entre les défauts a également été effectuée avec une précision relativement élevée, l'erreur maximale étant de l'ordre de 0.15 mm. La courbe de vitesse du mode sous l'amincissement de 77% permettant d'obtenir la meilleure correspondance avec les courbes théoriques n'est pas celle du mode S_0 , comme c'était le cas pour les défauts de 23% et 51%. En fait, le bon profil d'épaisseur s'obtient en considérant une conversion de mode totale de S_0 vers A_0 pour la propagation sous le défaut de 77%, et une reconversion totale vers S_0 à la sortie de l'amincissement. Il semble par ailleurs qu'il n'y ait pas eu de conversion de mode partielle suffisamment importante pour affecter les résultats de façon significative. La mesure la moins précise est celle du défaut de 51%, qui est le défaut le plus susceptible de générer de la conversion de mode partielle. Malgré tout, la mesure de l'épaisseur de ce défaut demeure tout de même relativement précise. Une analyse plus poussée et sur une plus grande plage de profondeurs de défauts est cependant requise à l'avenir afin de définir correctement les performances possibles de cette méthode.

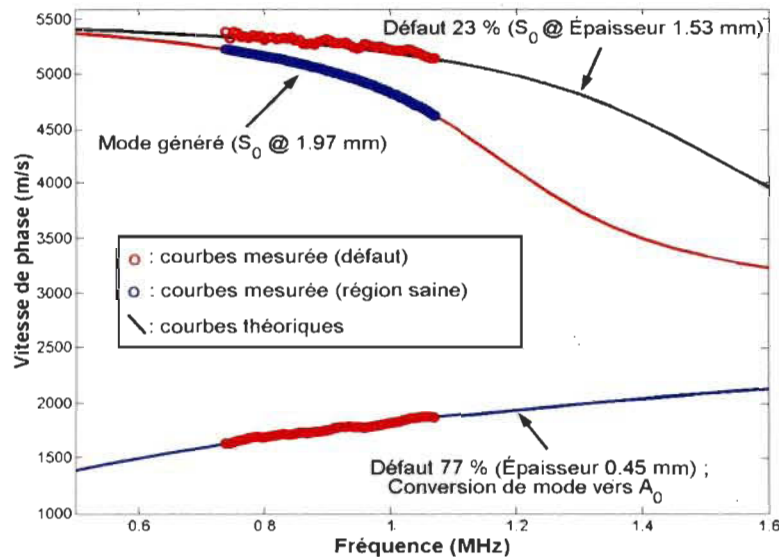


Fig. 6.5 Exemples de courbes de vitesse de phase mesurées pour les défauts de 23 et 77 % et pour le mode généré.

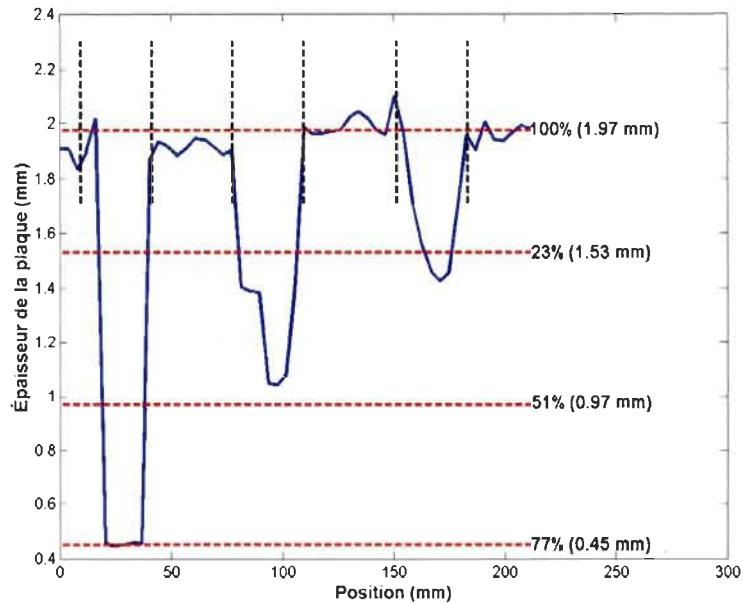


Fig. 6.6 Profil de profondeur en fonction de la position d'inspection. Les pointillés verticaux indiquent la position supposée des bords des défauts. L'erreur sur la position de la première bordure de l'amincissement de gauche résulte du pas de déplacement élevé (4.06 mm).

6.3 Comparaison des résultats avec l'inspection par ondes de volume

Un des nombreux avantages qu'il y a à effectuer l'inspection d'une plaque avec les ondes de Lamb est la possibilité d'effectuer une mesure précise de la dimension de défauts à de basses fréquences (longueurs d'onde élevées). La performance de mesure de la profondeur des défauts étudiés au cours de cette section des travaux a été comparée à celle des ondes de volume longitudinales à l'aide de transducteurs plans et focalisés de 1 MHz (plan seulement) et 10 MHz. Les inspections ont été effectuées à l'aide du bassin à immersion et du logiciel d'acquisition et d'analyse *TecViewTM UT* de la compagnie *Systèmes TecScan Inc* du côté opposé au défaut, i.e. le défaut est sur la deuxième surface.

Tel que mentionné dans le compte-rendu de conférence, l'étude de l'épaisseur résiduelle du défaut de l'échantillon #2 a été effectuée en générant le mode A_1 à une fréquence de 2 MHz pour une longueur d'onde du mode de 2 mm et la précision de la

mesure de la profondeur du défaut de 0.24 mm de profondeur était de 2%, soit une erreur d'environ 0.04 mm pour l'épaisseur résiduelle de 1.84 mm. La figure 6.7 présente des exemples de A-Scan enregistré sur l'échantillon #2 à 1 MHz (figure 6.7(a) et (b)) et 10 MHz (figure 6.7(c) et (d)). Les figures 6.7(a) et 6.7(c) représentent les échos recueillis sur une région d'épaisseur de 2.08 mm, alors que les figures 6.7(b) et 6.7(d) correspondent à une position au centre du défaut (épaisseur de 1.84 mm). Nous voyons rapidement que l'inspection effectuée à 1 MHz (longueur d'onde d'environ 6 mm) ne permet pas la séparation de l'écho correspondant à la première surface de ceux correspondant à des réflexions sur la seconde surface. Par contre, la longueur d'onde à 10 MHz, soit environ 0.6 mm, est suffisamment faible pour distinguer clairement les échos correspondant aux réflexions sur la deuxième surface, soit celle du défaut recherché. Cependant, tel qu'illustré à la figure 6.8 sous la forme d'un C-Scan, le défaut est tout de même visible à 1 MHz (figure 6.8(a)) par un choix judicieux de l'amplitude à représenter (sélection facilitée par la connaissance préalable de la présence du défaut), mais beaucoup mieux défini à 10 MHz (figure 6.8(b)).

La différence de temps-de-vol entre les échos correspondant aux allers-retours dans la plaque permet de mesurer l'épaisseur du matériau grâce à la vitesse des ondes longitudinales de celle-ci, estimée à $V_L = 6215 \text{ m/s}$. Il est important de souligner que l'échelle de temps présentée sur chacun des A-Scans présentés à la figure 6.7 n'est pas absolue, les données enregistrées ayant préalablement été synchronisées et limitées à la plage de temps utile, ce qui n'affecte en rien la mesure de temps-de-vol requise puisqu'elle est relative. Afin d'obtenir une mesure fiable, la différence de temps a été mesurée entre le maximum de 7 échos (excluant l'écho saturé de la première surface) pour en faire la moyenne. Pour la région saine, la différence de temps-de-vol moyenne mesurée est de $0.64 \mu\text{s}$ pour la région saine, soit une épaisseur de 1.99 mm, et de $0.55 \mu\text{s}$ pour la région défectueuse, soit une épaisseur de 1.71 mm. À première vue, ces résultats semblent indiquer une plus grande précision de mesure pour la méthode de vitesse de phase que la mesure avec les ondes longitudinales. Cependant, il est important de rappeler que les paramètres élastiques de la plaque ont été estimés à partir de la méthode de mesure de vitesse de phase présentée à la section 3.1, où l'incertitude sur la mesure de

la vitesse longitudinale de la plaque avoisine les 3% d'erreur, soit environ $\pm 185 \text{ m/s}$. Si l'on considère une vitesse longitudinale de $V_L = 6215 + 185 \text{ m/s} = 6400 \text{ m/s}$, les épaisseurs respectives de la région saine et sous le défaut mesurées à 10 MHz sont alors plutôt de 2.05 mm et 1.76 mm, soit 0.03mm et 0.08 mm d'erreur.

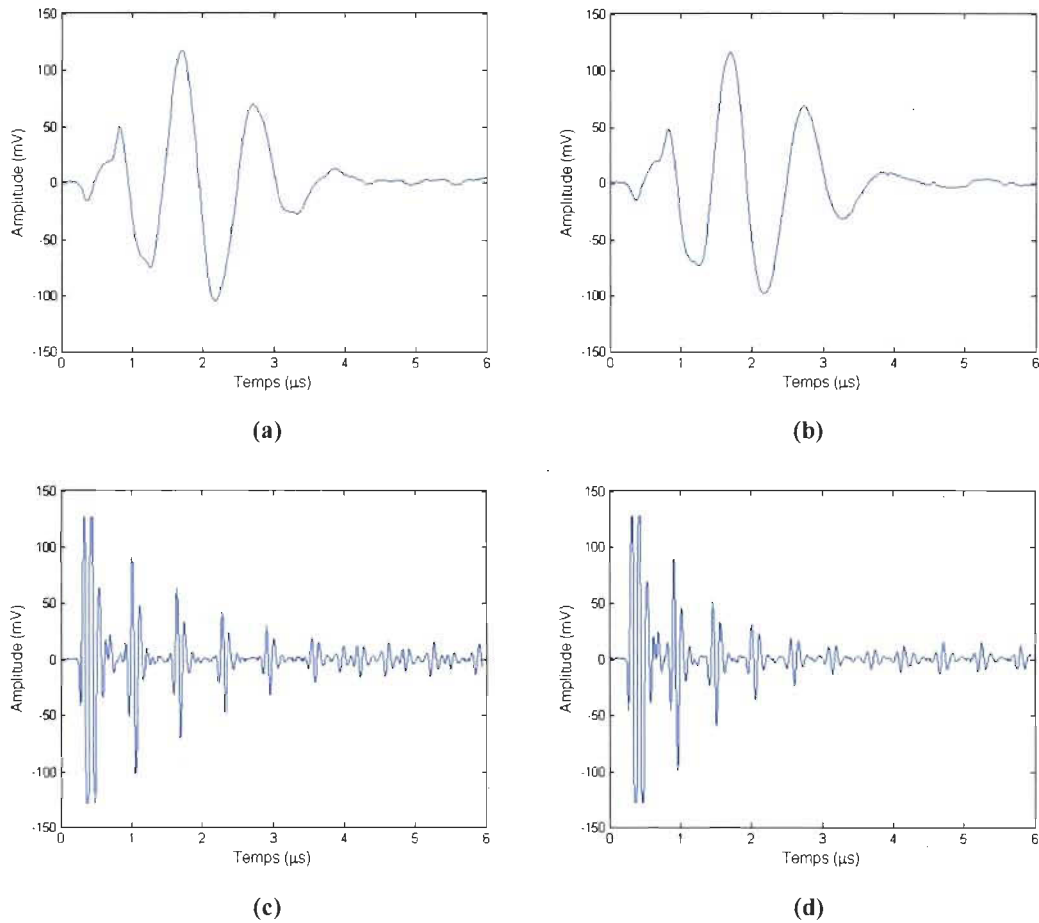


Fig. 6.7 Exemples de A-Scans de l'inspection de l'échantillon #2 pour (a) une région saine à 1 MHz ; (b) le défaut à 1 MHz ; (c) une région saine à 10 MHz ; (d) le défaut à 10 MHz.

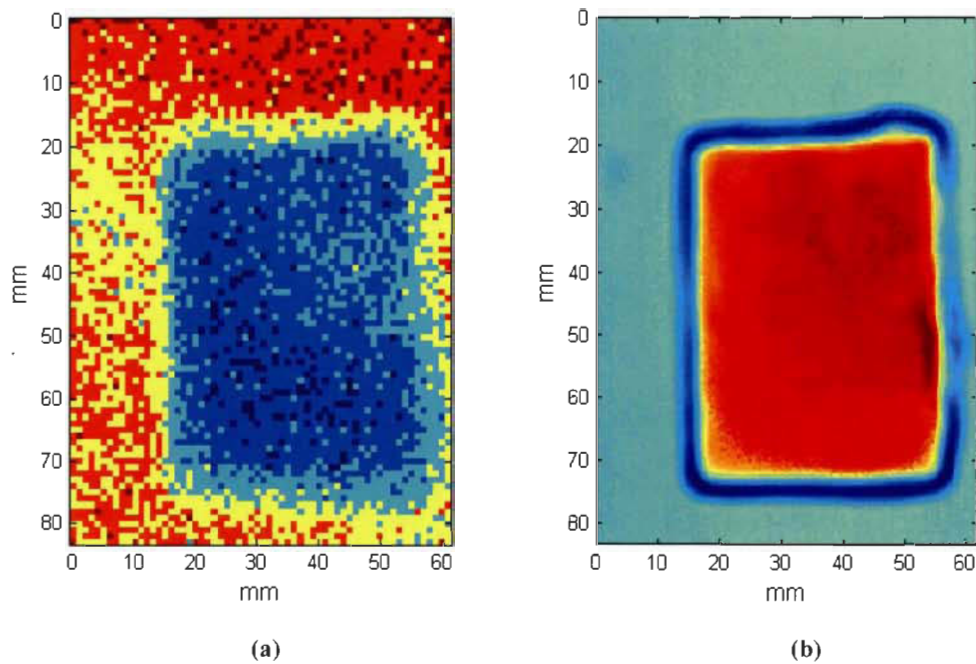


Fig. 6.8 C-Scans obtenus sur l'échantillon #2 avec un transducteur plan de (a) 1 MHz ; (b) 10 MHz.

L'inspection à 1 MHz de l'échantillon #2 ne permettant pas de distinguer les échos de fond et du défaut et puisque l'échantillon #3, présenté dans l'analyse complémentaire, est similaire à ce dernier, son inspection a été effectuée avec le transducteur plan de 10 MHz seulement. Puisque les défauts sont uniformes, la région inspectée a été restreinte à environ un tiers de la longueur totale des défauts afin de restreindre la taille du fichier enregistré et faciliter l'analyse. Le C-Scan de cette inspection est présenté à la figure 6.9.

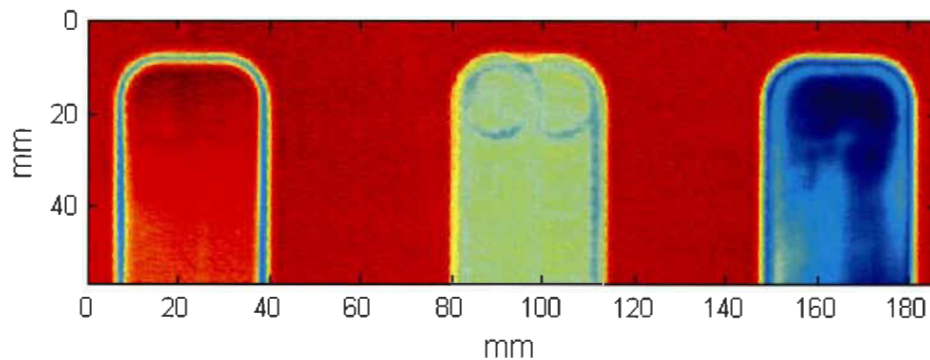


Fig. 6.9 C-Scans obtenus sur l'échantillon #3 avec un transducteur plan de 10 MHz. Les défauts présentés correspondent, de gauche à droite, aux épaisseurs résiduelles de 1.53 mm, 0.97 mm et 0.45 mm.

Contrairement à l'échantillon #2, l'analyse des A-Scans des défauts de l'échantillon #3 ne permet pas de séparer les échos de surface et de fond dans chacun des cas, tel qu'illustré à la figure 6.10. Alors que le A-Scan du défaut d'épaisseur résiduelle de 1.53 mm présente une séparation nette des échos correspondant aux réflexions multiples à l'intérieur de la plaque, la séparation est toujours possible, mais plus ardue dans le cas du défaut de 0.97 mm d'épaisseur résiduelle, alors qu'elle est tout simplement impossible dans le cas du défaut de 0.45 mm d'épaisseur résiduelle (la longueur d'onde d'environ 6.4 mm ne permet pas la séparation des échos). Il est par ailleurs intéressant de souligner que la longueur d'onde du mode S_0 généré lors de l'analyse de cet échantillon en analyse complémentaire est d'environ 5.5 mm à la fréquence à laquelle le mode a été généré, sans toutefois altérer la capacité de la méthode de déterminer correctement l'épaisseur résiduelle du défaut de 0.45 mm d'épaisseur.

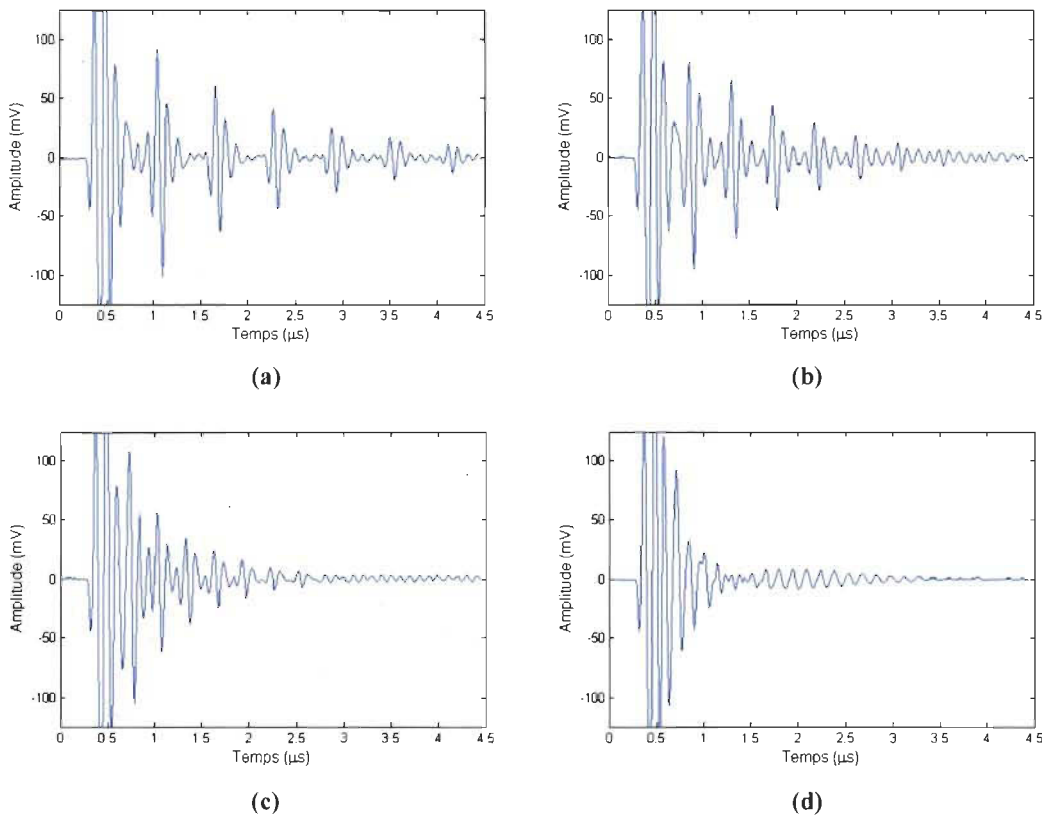


Fig. 6.10 Exemples de A-Scans de l'inspection à 10 MHz de l'échantillon #3 pour (a) une région saine; (b) le défaut de 1.53 mm d'épaisseur résiduelle; (c) le défaut de 0.97 mm d'épaisseur résiduelle; (d) le défaut de 0.45 mm d'épaisseur résiduelle.

La mesure de l'épaisseur de la plaque correspondant aux quatre régions d'épaisseur distinctes à partir de l'inspection par ondes de volume à 10 MHz permet d'obtenir, en considérant la vitesse estimée de $V_L = 6395 \text{ m/s}$, des profondeurs respectives de 1.95 mm pour la région saine de 1.97 mm d'épaisseur, 1.44 mm pour le défaut de 1.53 mm d'épaisseur, 0.96 mm pour le défaut de 0,97 mm d'épaisseur, alors que l'estimation du défaut de 0.45 mm est impossible. Mis à part l'évaluation du premier défaut à 1.44 mm d'épaisseur, les autres mesures possibles sont très précises (0.02 mm et 0.01 mm d'erreur). Il appert que l'évaluation de l'épaisseur des régions amincies par ondes de Lamb et par ondes de volume à 10 MHz est comparable, sauf pour la région la plus mince où seule la méthode par ondes de Lamb a permis une mesure.

Plusieurs conclusions peuvent être tirées de la comparaison entre les mesures de la profondeur de défauts par ondes de volume et par ondes de Lamb. Tout d'abord, les résultats obtenus sur le premier échantillon semblent indiquer une moins grande sensibilité de la méthode par ondes de Lamb aux erreurs d'estimation de la vitesse longitudinale du matériau. La mesure d'épaisseurs faibles peut être effectuée à des longueurs d'onde élevées avec la mesure par ondes de Lamb, contrairement aux ondes de volume où l'épaisseur est difficile à mesurer, à partir de signaux bruts, lorsque l'épaisseur avoisine ou est plus petite que la longueur d'onde. Cependant, la mesure par ondes de Lamb semble légèrement sensible aux conversions de mode partielles, quoiqu'une analyse plus poussée soit nécessaire afin de bien en évaluer l'effet. De plus, la mesure de la profondeur d'un défaut par la mesure de la vitesse de phase nécessite de connaître les dimensions de ce dernier dans le plan de la plaque et l'effet d'une trop grande variation d'épaisseur résiduelle sous un même défaut est difficile à évaluer. En conclusion, la mesure de l'épaisseur résiduelle sous un défaut dans une plaque à partir de la mesure de la vitesse de phase de modes de Lamb est prometteuse et mérite d'être analysée plus en profondeur.

Chapitre VII

Détection et imagerie de puits de corrosion par le SAFT

Ce chapitre présente les travaux effectués pour l'article II [10] sur le potentiel de détection et d'imagerie de puits de corrosion dans une plaque d'acier inoxydable. L'objectif de ce travail était de vérifier la capacité de la combinaison des ondes de Lamb et de l'algorithme SAFT de détecter et d'imager correctement des puits de corrosion de faibles dimensions dans une plaque. Afin de distinguer le cas classique de l'utilisation de l'algorithme SAFT à l'inspection par ondes de volume avec son utilisation pour l'inspection par ondes de Lamb, les appellations Lamb-SAFT et L-SAFT ont été donnée à cette dernière.

7.1 Expériences

Afin d'effectuer l'analyse de l'imagerie de puits de corrosion, deux cas ont été mis à l'étude : un groupe de puits simulés dans le but de déterminer si l'algorithme L-SAFT permet d'identifier individuellement les puits dans un groupe, et un petit puits de corrosion réel afin de vérifier si la détection de la corrosion peut être effectuée à un stade précoce. Il est important de mentionner que dans chacun des cas étudiés, les défauts étaient de plus faible dimension que la longueur d'onde des modes générés et agissaient par conséquent comme des réflecteurs ponctuels dans le plan de l'image produite. Une application SAFT a été développée sous Matlab® pour les besoins de ces travaux.

7.1.1 Présentation des échantillons

Deux échantillons ont été étudiés dans le cadre de cette partie des travaux. Le premier (échantillon #1) consiste en une plaque contenant un groupe de puits de corrosion simulés (trous cylindriques à fonds plats de diamètre de 1.5 mm et d'une profondeur correspondant à environ 50% de l'épaisseur de la plaque), préparé par Tektrend International. La plaque est faite d'acier inoxydable 302 (identifiée par erreur comme une plaque d'acier 304 dans l'article II) d'une épaisseur de 1.82 mm et dont les vitesses théoriques sont de $V_L = 5660$ m/s et $V_T = 3120$ m/s [Source: Panametrics]. Les vitesses employées dans l'article, obtenues à l'aide des méthodes présentées au chapitre III, sont de $V_L = 5680$ m/s et $V_T = 3075$ m/s. Cependant, tel que discuté dans la section 7.3, les valeurs théoriques permettent d'obtenir des résultats plus précis avec le L-SAFT.

Le second échantillon étudié (échantillon #2) lors de cette section des travaux est un puits de corrosion réel préparé par Dr. Dane Wilson de ONRL (Oakridge National Research Laboratory) dans une plaque d'acier inoxydable 304 d'une épaisseur de 1.87 mm et dont les vitesses estimées grâce aux méthodes présentées au chapitre III sont de $V_L = 5630$ m/s et $V_T = 3140$ m/s. Le puits de corrosion est d'un diamètre approximatif de 0.25 mm et d'une profondeur d'environ 0.25 ± 0.05 mm et a été obtenu en exposant une portion de la plaque à une solution d'acide ferrochlorique 7% jusqu'à l'apparition du puits.

7.1.2 Résumé de l'article

Dans cet article, la représentation dans l'espace de Fourier de l'algorithme d'imagerie L-SAFT est employée pour imager des plaques à partir de mesures d'ondes de Lamb en considérant leur nature dispersive. Cette méthode de focalisation artificielle permet de produire des images de type B-Scan faciles à interpréter à partir de données d'inspection d'ondes de Lamb. La sensibilité élevée des modes de Lamb combinée à l'algorithme d'imagerie L-SAFT permet de détecter puis imager de la corrosion possédant un faible ratio de profondeur sur la longueur d'onde.

Cet article présente tout d'abord brièvement la formulation de l'algorithme L-SAFT employé ainsi que des résultats expérimentaux du traitement de données obtenues suite à l'inspection de puits de corrosion artificiels et réels. Ces résultats montrent les avantages de combiner la méthode L-SAFT avec une inspection par ondes de Lamb de type pulse-écho. Les images obtenues pour la corrosion réelle montrent une détection d'un puits de corrosion dont le ratio de profondeur sur la longueur d'onde est d'environ 2/11.

7.1.3 Contributions de l'auteur (Article II)

Guided Lamb Waves and L-SAFT Processing Technique for Enhanced Detection and Imaging of Corrosion Defects in Plates with Small Depth-to-Wavelength Ratio

René Sicard, Ahmad Chahbaz, and Jacques Goyette

Abstract—The Lamb synthetic aperture focusing technique (L-SAFT) imaging algorithm in the Fourier domain is used to produce Lamb wave imaging in plates while considering the wave dispersive properties. This artificial focusing technique produces easy-to-interpret, modified B-scan type images of Lamb wave inspection results. The high level of sensitivity of Lamb waves combined with the L-SAFT algorithm allows one to detect and to produce images of corrosion defects with small depth-to-wavelength ratio. This paper briefly presents the formulated L-SAFT algorithm used for Lamb waves and, in more details, some experimental results obtained on simulated and real corrosion pits, demonstrating the benefit of combining L-SAFT with pulse-echo Lamb wave inspection. The obtained images of the real corrosion defects showed detection of pits with a depth-to-wavelength ratio of approximately 2/11.

I. INTRODUCTION

LAMB waves are well-known for their inspection potential and the advantages they offer for fast evaluation of large structures [1], as well as for their high sensitivity to small plate thickness variations. Alleyne and Cawley [2] have reported, from theoretical and experimental studies of the A_0 , S_0 , and A_1 modes, that Lamb mode sensitivity could reach a notch depth-to-wavelength ratio as small as 1/40, which is a lot better than conventional bulk wave ultrasonic techniques (resolution of approximately one wavelength in depth). However, one of the main difficulties associated with the use of Lamb waves, especially for small defects detection, is related to their dispersive properties. Dispersion of such guided modes causes a time spread of the propagating waves, resulting in a low signal-to-noise ratio (SNR). Furthermore, compared to bulk waves, poor time-of-flight precision measurements are achieved, especially for long range propagation. In order to compensate for the dispersion effects, work was done by Alleyne *et al.* [3], Sicard *et al.* [4], and Wilcox [5] to reconstruct the original shape of excited signal considering the mode theoretical velocity dispersion. The time-reversal mirror also has

been studied and applied to Lamb wave inspections, showing their potential benefit and advantages while compensating for dispersion [6]–[9]. Recently, in order to minimize the negative effects of dispersion, Wilcox *et al.* [10] proposed a mode and frequency selection criterion called the minimum resolvable distance (MRD). This method represents an optimal mode selection based on mode dispersion level, i.e., finding the frequencies at which the mode temporal shape variation is minimal as a function of the propagation distance. This method allows one to excite a Lamb wave mode at the frequency bandwidth for which long-range propagation can be achieved with a minimal loss of information. However, in order to exploit the sensitivity of Lamb waves, a proper imaging method is desirable if one wishes to perform a standard Lamb wave pulse-echo inspection that would be able to provide information about small defects at relatively low frequencies.

Lamb wave imaging has been carried out in many forms by many authors [11]–[21]. In a previous paper (Sicard *et al.* [22]), we presented a Lamb waves-based synthetic aperture focusing technique (SAFT) algorithm allowing one to produce standard pulse-echo images that are easier to interpret compared to unprocessed B-scans. The obtained Lamb wave B-scan represents a plot as a function of transducer lateral displacement (x -direction, vertical axis), mode time-of-flight (y -direction, horizontal axis), and signal amplitudes (color-scale). The modification to the original SAFT, called Lamb-SAFT (L-SAFT), was mainly based on considering the selected Lamb mode theoretical phase velocity dispersion curve to perform the spatial backpropagation operation, enabling the use of any of the Lamb modes, as long as its generation is relatively pure (single mode) within its frequency bandwidth. This is equally true even for modes situated at dispersive regions on the phase-velocity dispersion curves. In order to prove the concept, large through-the-thickness defects were inspected and imaged using the S_0 mode at its highest dispersive area on the dispersion curves. Although the B-scan results showed unexplained reflections that indicated only the presence of defects without giving any other indication about their shape, dimension, or exact location, the L-SAFT results provided this type of information in a relatively precise manner. In this paper, we focus our attention on defects whose types and dimensions are closer to

Manuscript received December 18, 2003; accepted June 16, 2004.

The authors are with Centre d'Inspection par Ultrasons, Institut de Recherche sur l'Hydrogène, Université du Québec à Trois-Rivières, Trois-Rivières, Québec, Canada, G9A 5H7 (e-mail: jacques-goyette@uqtr.ca).

those encountered in real inspection problems: small corrosion pitting. For this purpose, simulated and real corrosion pitting defects were studied. A lot of work has been done in past years to detect hidden corrosion with Lamb waves [23]–[27]. Those studies were all aimed at a common goal being to detect and characterize large corroded areas in metallic plates. However, to the best of our knowledge, Lamb wave pulse-echo imaging of corrosion pitting and, more generally, small defects does not seem to have been investigated in the past, although the detection of small corrosion pits may be of interest for some applications (e.g., corrosion monitoring).

Because the concept of combining SAFT with Lamb waves has been proven already, the mode selection of the experiments presented in this paper is not based on the dispersion level, but rather on mode sensitivity to small defects. In that perspective, L-SAFT results of a plate with a simulated cluster of pits were obtained from pulse-echo inspections with the A_1 and S_1 Lamb modes. We also present results from a specimen with a real, small corrosion pit obtained with the S_1 mode. This study follows the preliminary work done on the same simulated cluster of pits presented in Sicard *et al.* [27]. A rapid review of Lamb waves and SAFT theory is presented first for better understanding of the problem.

II. LAMB WAVES

In the case of an isotropic plate in vacuum, the Lamb waves dispersion relation for a plate of thickness $2h$ can be expressed as [28]:

$$(k^2 - q^2)^2 \cos(ph + \alpha) \sin(qh + \alpha) + 4k^2 pq \sin(ph + \alpha) \cos(qh + \alpha) = 0, \quad (1)$$

where the wavenumbers p and q are given by:

$$p^2 = \frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2 \text{ and } q^2 = \frac{\omega^2}{V_S^2} - k^2, \quad (2)$$

and where ω is the angular frequency, k is the angular wavenumber, and V_L and V_S are, respectively, the longitudinal and shear bulk wave velocities of the material. Under this representation, $\alpha = 0$ leads to symmetrical and $\alpha = \pi/2$ to antisymmetrical mode solutions. The orthogonal solutions of this characteristic equation are provided by its roots and correspond to the dispersion curves of the different Lamb modes. The most practical representation of those curves for an inspection is the phase and group velocity plotted as a function of the frequency-thickness product of the plate (Fig. 1).

One of the interesting features of Lamb waves is the possibility to predict the sensitivity of a mode to a vertical defect by analyzing its wave structure and power distribution [29] and to a horizontal defect from the stress distribution inside the plate [30]. For a Lamb mode propagating along the x_1 axis and vibrating in the (x_1, x_2)

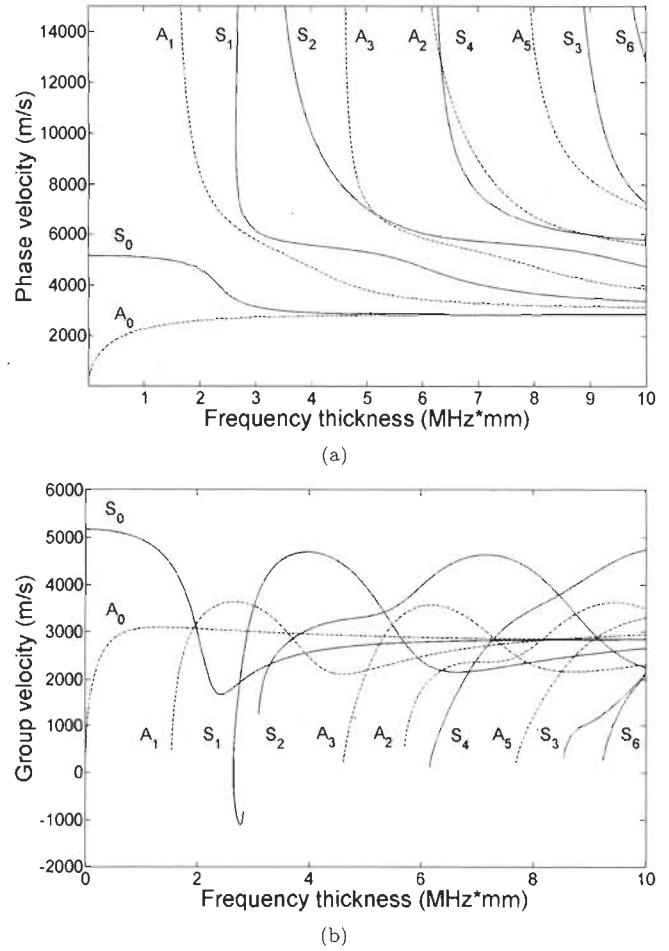


Fig. 1. Lamb waves dispersion curves for a stainless steel plate ($V_L = 5680$ m/s, $V_S = 3075$ m/s). (a) Phase velocity, (b) group velocity.

plane, the in-plane u_1 and out-of-plane u_2 mechanical displacement of a Lamb mode can be computed from (3) and (4), respectively [28]:

$$u_1 = qA \left[\cos(qx_2 + \alpha) - \frac{2k^2}{k^2 - q^2} R \cos(px_2 + \alpha) \right], \quad (3)$$

$$u_2 = ikA \left[\sin(qx_2 + \alpha) + \frac{2pq}{k^2 - q^2} R \sin(px_2 + \alpha) \right], \quad (4)$$

where x_2 is the position relative to the center of the plate ($-h \leq x_2 \leq h$), A is an amplitude value chosen arbitrarily, and R is defined by:

$$R = \frac{\cos(qh + \alpha)}{\cos(ph + \alpha)}. \quad (5)$$

The in-plane power distribution is given by [31]:

$$P_1 = -\frac{1}{2} \{T_{11}U_1^* + T_{12}U_2^*\}, \quad (6)$$

where $U_{1,2}$ represents the velocity field distribution ($U_{1,2} = i\omega u_{1,2}$) and ** denotes the complex conjugate. The stress distributions T_{11} and T_{12} of (6) are obtained from:

$$T_{11} = \frac{2ikqA\mu R}{(k^2 - q^2)} \left\{ \frac{\omega^2 (V_L^2 - 2V_S^2)}{V_L^2 V_S^2} + 2k^2 \right\} \cos(px_2 + \alpha) - 2ikqA\mu \cos(qx_2 + \alpha), \quad (7)$$

$$T_{12} = \frac{A\mu 4k^2 pqR}{(k^2 - q^2)} \sin(px_2 + \alpha) + A\mu (k^2 - q^2) \sin(qx_2 + \alpha), \quad (8)$$

where μ is the Lamé constant related to the shear velocity ($V_S = \sqrt{\mu/\rho}$, ρ is the density of the material); (6) will further be used to verify the sensitivity of the S_1 mode for the detection of the real, small corrosion pit.

III. LAMB-SAFT PROCESSING

SAFT is a backpropagation technique based on the angular spectrum method of the scalar diffraction theory (for a rapid review of diffraction theory, see Farnell [32]), where the aperture is the line of inspection (more generally the surface covered by the scanning positions). This technique allows one to focus an acoustic field toward any points in front of the aperture using the diffraction principle, i.e., that a finite aperture can be represented as the sum of a set of adjacent point sources, each one having its own excitation function (typically identical sources emitting simultaneously). For inspection purposes, the point sources of the synthetic aperture are the set of properly spatially sampled scanning positions whose excitations are the A-scans acquired at those positions. Performing a numerical spatial backpropagation of these acquired signals toward the material depth allows ones to identify their source of emission, i.e., the total propagation path from the transducers to the reflectors and back to the transducers. The diffraction equations create interferences between the synthetic waves, and they identify the (x, y) positions of the reflectors in front of the aperture. The two-dimensional (2-D) mathematical form of this principle can be expressed as:

$$B(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left[\sum_{\omega \in \Omega} \bar{S}(k_x, 0, \omega) \exp \left(iy \sqrt{\frac{4\omega^2}{V_P^2} - k_x^2} \right) \right] \right\} \times \exp(ik_x x) dk_x \quad (9)$$

where $\bar{S}(k_x, 0, \omega)$ is the 2-D Fourier transform of the set of acquired signals $S(x, t)$ at depth $y = 0$, k_x is the x -component of the angular wavenumber, x is the lateral position along the scanning line. Ω is the effective frequency bandwidth, and $B(x, y)$ is the defect function. The square root term of (9) is the y -component of the wavenumber, more explicitly:

$$k_y = \sqrt{\frac{4\omega^2}{V_P^2} - k_x^2}. \quad (10)$$

Thus, we can interpret the inner sum of (9) as an inverse Fourier transform of the frequency Fourier transform (discrete form) of $\bar{S}(k_x, 0, \omega)$ from angular frequency ω to depth y (normal distance from the aperture) using the expression relying the phase velocity to ω and k :

$$V_P = \frac{\omega}{k}. \quad (11)$$

The constant sampling step along y must be properly chosen in order to meet the sampling criteria. Therefore, the sampling step of y must be at least half the minimum wavelength of the mode included within its generated frequency bandwidth:

$$\Delta y \leq \left(\lambda_{\min} = \frac{1}{k_{\max}} \right). \quad (12)$$

Limiting the computation to the effective frequency bandwidth Ω of the generated waves allows one to minimize the computation time [33]. In order to use this procedure with Lamb waves or any other dispersive wave, all that is required is the correct phase-velocity curve $V_P(\omega 2h)$ provided by (1). Because Lamb waves often are generated using an angle-wedge probe, the backpropagation process needs to take the propagation in the wedge into account. Thus, the expression within brackets in (9) becomes:

$$[(9)] = \sum_{\omega \in \Omega} \left\{ P_W(k_x, y, \omega, \beta) \bar{S}(k_x, 0, \omega) \times \exp \left(i \{y - D_{\perp}\} \beta \sqrt{\frac{4\omega^2}{V_P(\omega 2h)^2} - k_x^2} \right) d\omega \right\} \quad (13)$$

where the wedge backpropagator is given by:

$$P_W(k_x, y, \omega, \beta) = \exp \left(i \{ (1 - \beta)y + \beta D_{\perp} \} \sqrt{\frac{4\omega^2}{V_{Wedge}^2} - k_x^2} \right), \quad (14)$$

where β is a parameter depending on whether the reconstructed depth y is within the wedge ($y \leq D_{\perp}$, $\beta = 0$) or within the plate ($y > D_{\perp}$, $\beta = 1$) (i.e., a constant wedge backpropagator for distances corresponding to propagation within the plate); (13) and (14) are different than the ones we presented in a previous paper [22], but they proved to be more accurate. The required parameters are the wedge velocity V_{Wedge} and the normal distance of propagation within the wedge from the transducer to the plate D_{\perp} . A detailed description of the Fourier-based SAFT can be found in Busse [34], and further information about the use of SAFT with Lamb waves can be found in Sicard *et al.* [22]. A polar coordinate representation of the algorithm also can be found in Wilcox [21]. In order to improve the image SNR, a restriction can be added to the divergence angle of the aperture (considered to be 180° by default), as was studied recently by Lévesque *et al.* [33]. The restriction can be based on the knowledge of the transducer divergence properties, which also allows one to maximize the scanning step and optimize the overall inspection time.

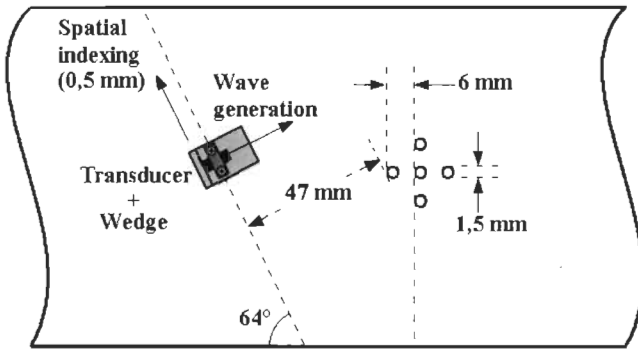


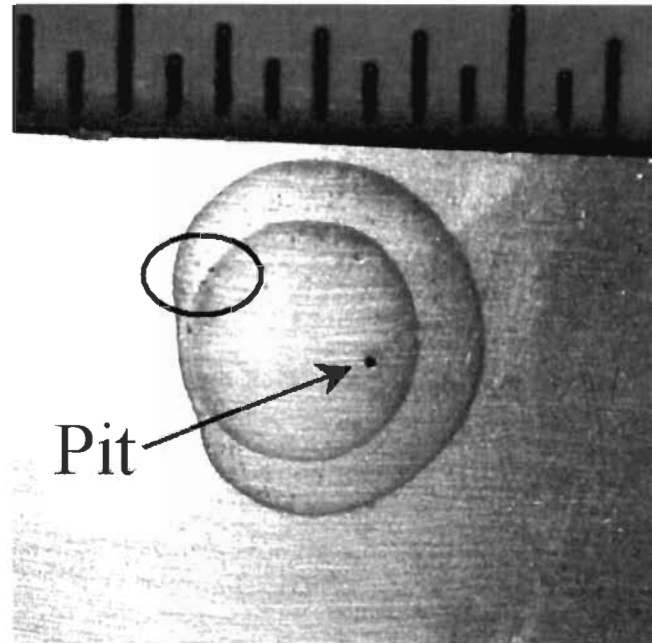
Fig. 2. Experimental setup used for the inspection of the simulated corrosion sample. The distance of 47 mm is equivalent to a 7-mm propagation in the wedge (direct hit according to the incidence angle) and a 40-mm propagation in the plate.

The result of the SAFT processing can take many forms. A close look at the Fourier transform properties allows one to predict the type of results that will be obtained according to the frequency and wavenumber components considered in the processing. As was pointed out by Lévesque *et al.* [33], there is no need to compute the results of (9) for both negative and positive components of ω and k_x because they produce the same result; the only difference is that one is the complex conjugate of the other. Therefore, only the positive components can be processed, and the results of the negative components are obtained from the complex conjugate of the positive components result. This process results in a purely real $B(x, y)$ while reducing the processing time. For a given x -position, $B(x, y)$ has the same shape as a typical A-scan, but its scale is a distance instead of a time. Thus, its Fourier transform leads to a wavenumber spectrum instead of a frequency spectrum. In order to avoid confusion, the modified A-scan $B(x, y)$ will be identified further as a W-scan.

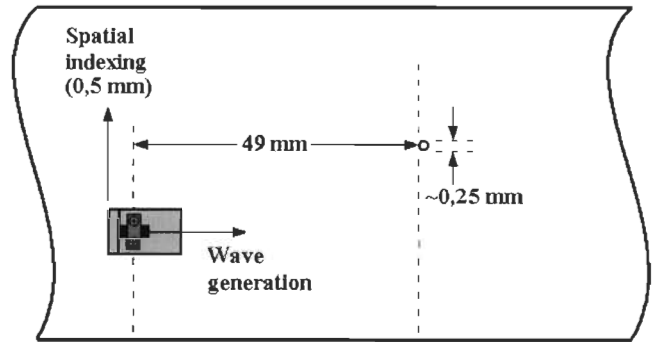
IV. EXPERIMENTS

Three different experiments were conducted to test the sensitivity of this combined technique. The first and second one are the inspection of a group of five simulated pits with diameters of 1.5 mm and approximate depths of 1 mm in a 1.82 mm, 304 stainless steel plate ($V_L = 5680$ m/s, $V_S = 3075$ m/s). This setup is intended to simulate a cluster of pits as shown on Fig. 2. The third experiment was performed on a different stainless steel plate (1.87 mm, $V_L = 5680$ m/s, $V_S = 3140$ m/s) with a real corrosion pit (estimated diameter of approximately 0.25 mm) shown on Fig. 3. The pit depth was evaluated using a needle attached to a digital caliper, providing a pit depth of approximately 0.25 mm. Due to the instability and bending of the attached needle, it was impossible to obtain a consistent depth measurement. Therefore, according to several values obtained, an error of ± 0.05 mm was estimated.

Both samples were inspected by a custom designed 2-MHz transducer with 3×5 mm rectangular shape mounted



(a)



(b)

Fig. 3. (a) Picture of the sample with real corrosion pit. The ruler scale on top is in 1/16 of an inch (approximately 1.6 mm). The halo around the pit is mostly a surface effect, except for the left part where a small crack is present. (b) Corresponding experimental setup scheme. The distance indicated includes the propagation within the wedge.

on a 33° LOTEN wedge (Sigma Transducers Inc., Kennewick, WA) ($V_L = 2380$ m/s, $D_1 = 7$ mm) and excited using a tone burst system. The first sample was inspected using both the A_1 and S_1 modes; and the real corrosion sample was inspected using the S_1 mode, based on their respective dispersion curves. All the inspections were performed with four tone cycles, sampled at 50 MHz (4096 points per A-scan) and averaged four times. The spatial sampling was set to 0.5 mm, avoiding under-sampling (the minimum wavelength component used in all inspections is slightly below 1 mm). Table I gives the remaining inspection parameters for the performed three scans.

Because fast Fourier transform (FFT) operations are involved in the processing, zeroes were padded to the data matrix in order to obtain a set of A-scans corresponding to a power of 2. The lateral definition of the images was

TABLE I
INSPECTION PARAMETERS FOR ALL EXPERIMENTS.

Sample	1	2
Generated mode	A_1	S_1
Frequency (MHz)	2.38	3.56
HPF ¹ (MHz)	1.00	1.00
LPF ¹ (MHz)	5.00	10.00

¹HPF and LPF respectively stand for high-pass and low-pass filters.

increased by padding another set of zeroes in the wavenumber space (after the spatial FFT operation), which is called the digital spotlighting technique [35], [36]. The first points of all the collected B-scans were set to zero in order to eliminate the wedge internal reflections effects.

V. RESULTS AND DISCUSSION

A. First Sample: Simulated Cluster of Pits

The B-scan result for the inspection of the first sample are shown in Fig. 4 for both inspections. The lateral definition of the L-SAFT image was set to 0.125 mm and the axial definition to 0.049 mm. The frequency bandwidth used for the processing of both data sets was selected from the frequency spectrum of a representative A-scan [Figs. 5(a) and (b)]. Fig. 5(b) shows that, in the case of the S_1 mode inspection, the S_0 and A_1 modes also were generated. Therefore, the bandwidth was selected in order to keep as much information about the S_1 mode without selecting too much information from the surrounding modes. Because the spectra of the A_1 and S_1 modes overlap for certain frequency components, we can expect some noise to be generated in the process by the A_1 frequency components because they are processed with misestimated phase velocities (S_1 mode theoretical velocities). Fig. 5(c) shows the corresponding wavelength curves, whose values range from approximately 1.2 to 3 mm for the A_1 mode (wavelength value larger than the depth and slightly less than twice the diameter of the pits) and 0.9 to 1.8 mm for the S_1 mode (wavelength values close to the depth and diameter). Because the depth of the pits is larger than half the thickness of the plate, there is no need to compute the mechanical displacement and power flux properties of the generated modes; both should be sensitive to those pits.

Fig. 6 presents the L-SAFT results for both modes. Both images show the pits configuration correctly, although their apparent positions and dimensions are not exactly the expected values (Table II). The shape of the pits seem to be narrower for the S_1 mode result (except for the center pit), especially on the distance from scanning line axis [Fig. 6(b)], which is probably the result of this mode's smaller wavelengths. The number of tone cycles reconstructed during the L-SAFT process is approximately the same for both modes, and because the center wavelength is smaller in the case of the S_1 mode, the axial length of an echo resulting from this mode is smaller.

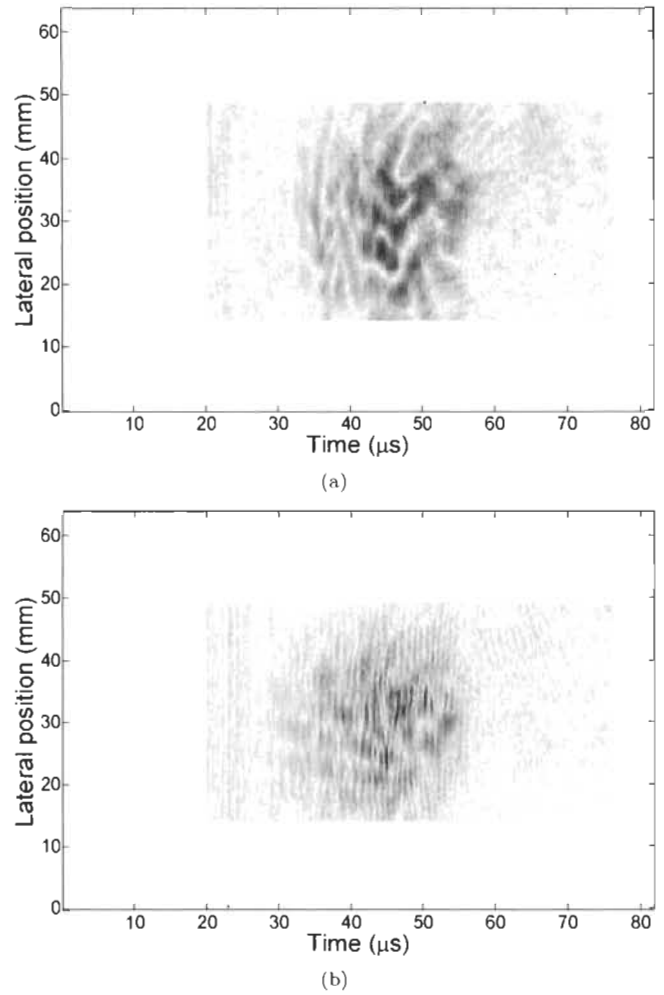


Fig. 4. Acquired B-scans image of the first sample (simulated corrosion) using (a) A_1 mode, (b) S_1 mode. The color map used is a normalized, linear inverse grayscale (white corresponds to the lower amplitude value and black to the largest). The same color map is used for all images of this paper.

In order to quantify the accuracy of the L-SAFT process, the results have to be compared to some expected numerical values. The most accessible and direct data that can be used for this purpose is the location of the detected pits relative to the inspection line. Before we can conclude on the detection/imaging abilities of the proposed method, we need to verify the precision of the localization, which indicates if the synthetic focusing is accurate: an inaccurate L-SAFT processing can result in the loss of defect information; and one can easily conclude the absence of a defect, especially for low SNR signals. Therefore, the L-SAFT pit amplitude information, which may be used as an indication of its size, becomes irrelevant if the focusing is inaccurate. However, although the lateral position of a pit is given by the peak amplitude position, the measurement of the exact axial location of an echo within the L-SAFT result (distance from the scanning line) requires additional processing. In the case of a tone-burst signal, the relative position of the peak of the envelope of the

TABLE II
LOCALIZATION AND DIAMETERS (LATERAL EXTEND AT -6 dB) OBTAINED FROM THE L-SAFT RESULT FOR THE FIRST SAMPLE
(5 SIMULATED PITS).¹

Mode	Pit	Relative x -position (lateral)			y -position (axial)			Diameter @ -6 dB	
		Measured (mm)	Expected (mm)	Error (mm)	Measured (mm)	Expected (mm)	Within ± 0.5 mm	Measured (mm)	Error (%)
A_1	#1	8.3	8.2	0.1	46.6	47	yes	2.4	58.3
	#2	0	0	—	48.8	49.2	yes	2.5	66.7
	#3	5.4	5.2	0.2	51.8	52.2	yes	2.5	66.7
	#4	11.1	10.3	0.8	55.0	55.2	yes	2.6	75
	#5	2.7	3	-0.3	57.2	57.4	yes	2.9	91.7
S_1	#1	8.5	8.2	0.3	46.0	47	no	2.6	75
	#2	0	0	—	48.0	49.2	no	2.8	83.3
	#3	5.6	5.2	0.4	51.0	52.2	no	4	166.7
	#4	11.1	10.3	0.8	54.3	55.2	no	2.6	75
	#5	3.4	3	0.4	56.4	57.4	no	4.3	183.3

¹The lateral position is relative to the position of pit #2.

generated and received signal is commonly used to easily retrieve the time-of-flight information. In our case, a simple simulation of the generated signal in the spatial domain allows one to perform this measurement.

In the Fourier domain, an A-scan takes the form $A(\omega)e^{-i\varphi(\omega)}$ and is defined by two independent parameters: the amplitude $A(\omega)$ and the phase $\varphi(\omega)$. If the phase is a linear function of ω (nondispersive echo), the Fourier amplitude $A(\omega)$ is responsible for the temporal shape of the echo, and the phase $\varphi(\omega)$ determines its position on the time scale. Fig. 7 shows two simulated echoes having the same phase: a perfect four cycles tone-burst signal (dotted line) and a simulated W-scan echo (solid line). This synthetic W-scan was built from the Fourier amplitudes of an echo taken from a real W-scan (boxed area of Fig. 8) along with the phase of the perfect four cycles tone-burst signal. As they only differ from their Fourier amplitudes, only the shape of the echo is different. From these simulations, we can localize the relative peak position of the envelope from the real position of the echo, which is provided by the first nonzero element of the perfect tone burst (Fig. 7). This delay can be used further to localize the axial position of an echo simply by retrieving this value to the pit peak amplitude position.

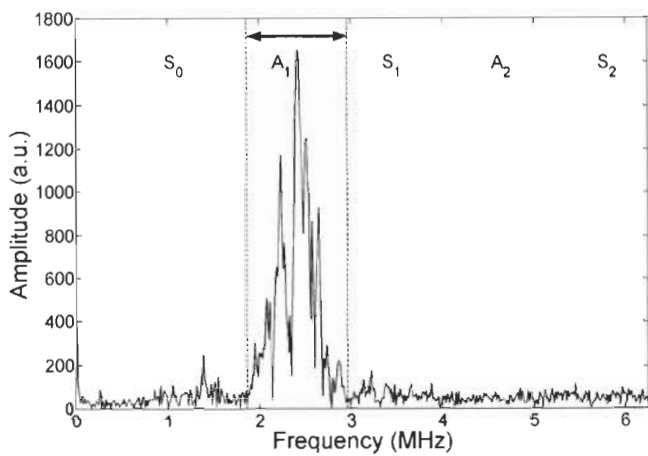
The results obtained for the (x, y) location and measured diameters of all five pits are presented in Table II for both modes for a distance delay of 1.83 mm for the A_1 mode and 1.32 mm for the S_1 mode. All the measurements were performed at the lateral position of the pits presenting the highest amplitude value.

The results presented in Table II show accurate determination of the y -position localization for both modes. Because the physical distance between the transducer and the pit (total propagation in the wedge and plate) was measured using a ruler, there is an uncertainty of at least ± 0.5 mm on the expected distance value. Therefore, the results obtained for the y -position of the pits for the A_1 mode are very good as they are within the physical measurement accuracy. However, the results obtained with the S_1 mode are not as good and, even if the positions are close

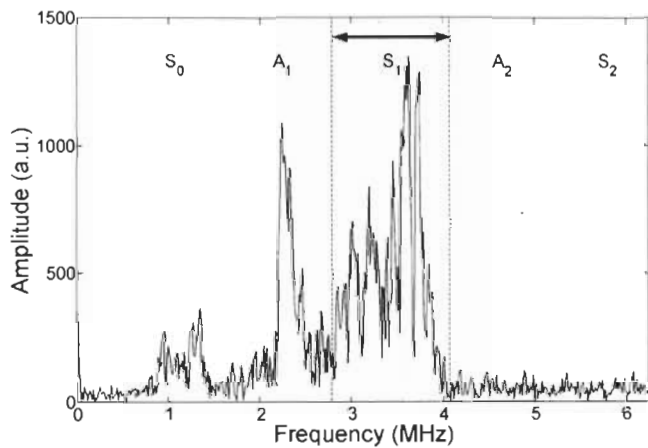
to the expected ones, none of them is within ± 0.5 mm. The variation between both modes might be the result of small errors in the estimation of the plate and wedge physical properties (this topic will be studied in a forthcoming paper). The measured lateral positions of the pits, relative to the position of the pit #2, are fairly good. Considering the large diameter values obtained (between 2.4 and 4.3 mm compared to the expected 1.5 mm), the relative lateral positions obtained are within an acceptable range because the expected positions are all within the pits measured diameters (i.e., an acceptable error of \pm half the measured diameters on the x -position).

The current results seem to indicate that mode conversion does not affect the image quality. In fact, if a mode conversion occurs from a reflection, the information of the generated modes will simply be spread over the image and add more noise. Two reasons are mainly responsible for this phenomena: first, the propagation path of a mode generated on a defect surface is half the path of the initial mode; second, the phase-velocity curve of such a mode does not correspond to the computed one, reducing the possibilities of obtaining coherent summations during the L-SAFT processing of the information originating from this additional mode.

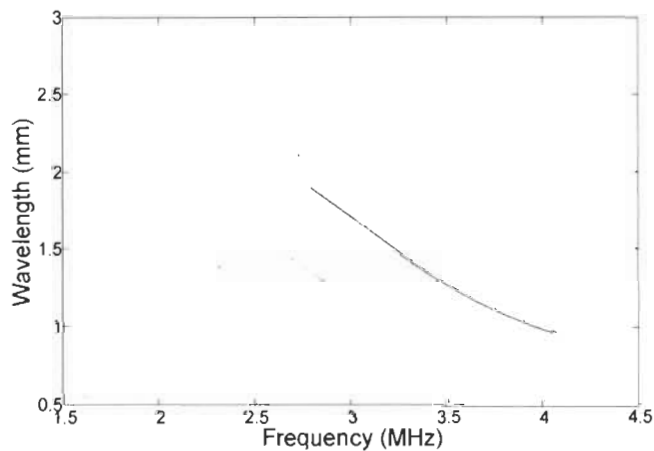
The A_1 mode result confirms the expected sensitivity of Lamb waves, which is not directly related to the values of the wavelength bandwidth components: a comparison between the larger physical dimension of the pits (their diameter) and the wavelength components included in the echoes of the generated mode [Fig. 5(c)], reveals that only a few of the wavelength components have values below the diameter of the pits, and that reflections of the larger wavelength components also occurred. In the case of the S_1 mode, the wavelength components are in the order of the pits diameter. Because both modes do not have wavelength values small enough to map the pits correctly, this may explain the large diameter values obtained by the L-SAFT analysis: the pits fall to a point reflector regime and the diameters obtained by the L-SAFT correspond in fact to the lateral extend of the point spread function of



(a)

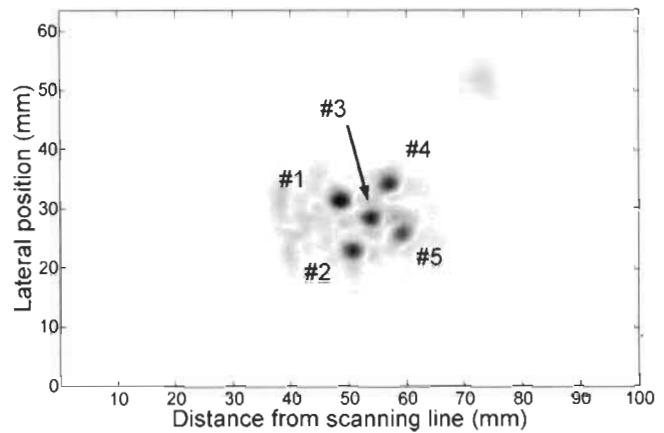


(b)

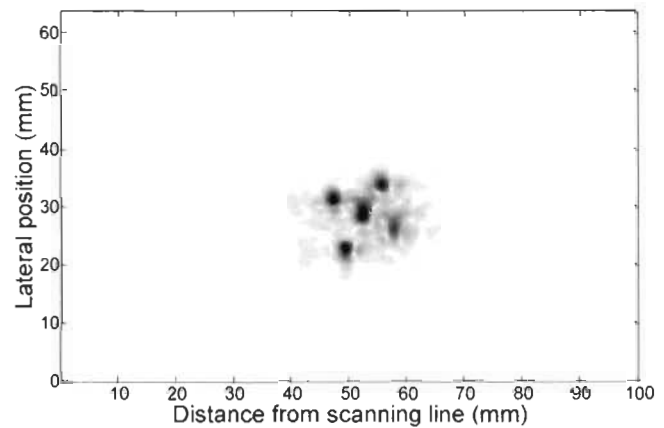


(c)

Fig. 5. Representative frequency spectrum of the first sample inspection data set for (a) A_1 mode and (b) S_1 mode. The dashed lines indicate the limits of the selected frequency bandwidth considered for the L-SAFT processing, and the dotted lines indicate the frequencies at which the labeled modes can be generated considering the wedge incidence angle and velocity. (c) Wavelength curves corresponding to the selected frequency bandwidths (solid line, S_1 ; dotted line, A_1).



(a)



(b)

Fig. 6. L-SAFT results obtained from the first sample (simulated corrosion) for (a) A_1 mode and (b) S_1 mode.

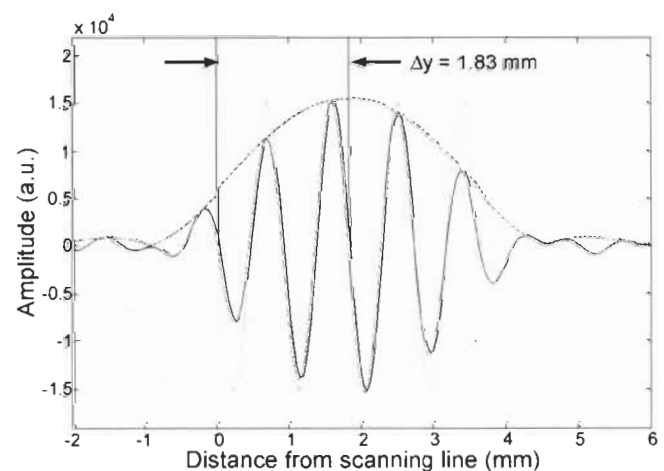


Fig. 7. Zoom-in on the reference W-scan obtained from simulation (solid line, simulated W-scan; dotted line, four tone cycles pulse; dash line, envelope of the simulated W-scan).

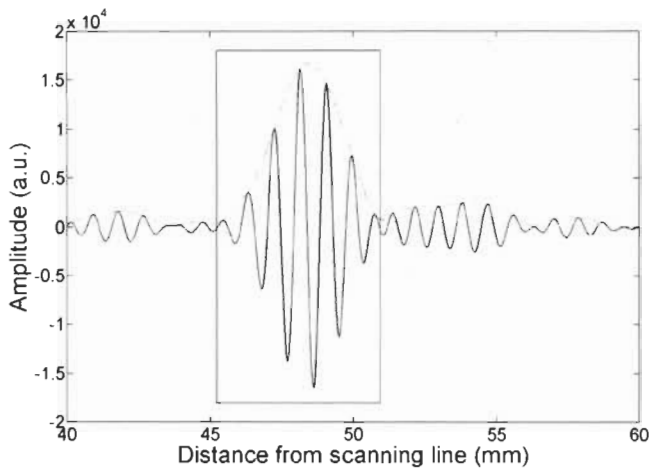


Fig. 8. Zoom-in on a W-scan obtained from L-SAFT processing using the A_1 mode [first sample, lateral position of 31.6 mm on Fig. 6(a)]. Solid line, W-scan; dotted line, envelope.

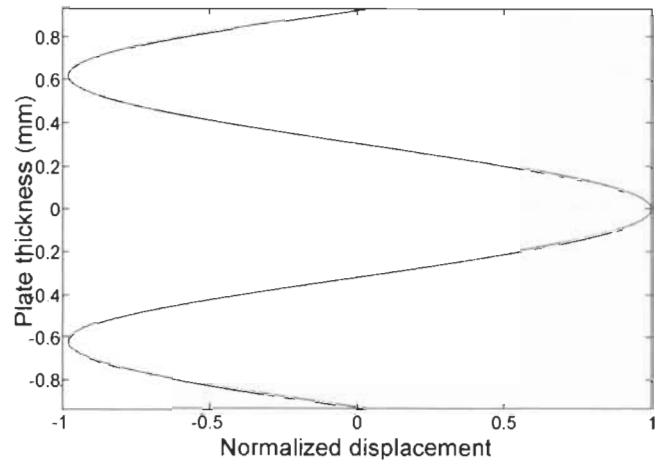
the process (maximum achievable lateral resolution). And, the results obtained from both modes are promising for the detection of individual pits within a cluster.

B. Second Sample: Real Corrosion Pit

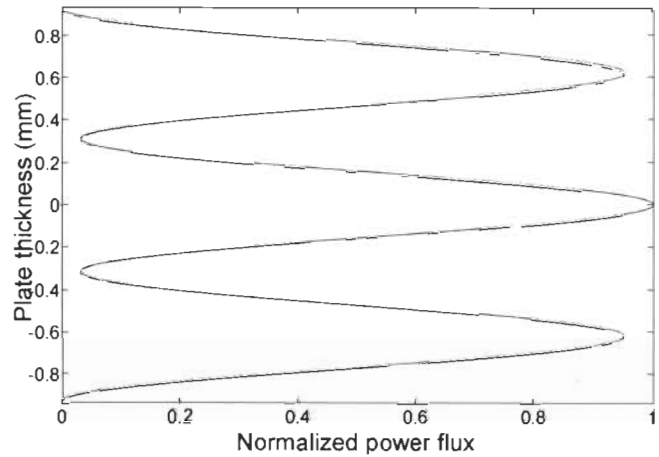
As was mentioned before, we inspected the second sample with the S_1 mode at phase velocities close to the longitudinal bulk wave velocity of the material in order to be close to real inspection conditions. In this case, the pit depth does not reach the center of the plate (pit depth of approximately 0.25 mm for a plate thickness of 1.87 mm), which was not the case for the previous sample (pit depth of approximately 1 mm for a plate thickness of 1.82 mm). Thus, we first need to verify the sensitivity of the selected mode to make sure it is suitable for the pit defects detection of this size. The S_1 mode normalized in-plane mechanical displacement and power flux profiles as a function of plate thickness are shown on Fig. 9 for the selected excitation frequency. We can see from these figures that both the in-plane mechanical displacement and power flux reach a maximum at approximately 0.62 mm from the center of the plate, i.e., a depth of approximately 0.34 mm, which is close to the estimated depth. Thus, this mode appears to be suitable for the detection of the inspected small pit defect at the selected operating frequency.

Fig. 10 presents the B-scan result obtained from the inspection of the second sample plate. As also shown on Fig. 10, the amplitudes of the first 25 μ s were set to zero in order to eliminate the wedge internal reflections effects, the Lamb wave reflections caused by the gel used as a couplant, as well as to allow a better mode selection in the frequency domain. A direct visual analysis of the obtained B-scan result does not clearly show the presence of the small corrosion pit, and one could conclude that no defect is present.

Fig. 11(a) shows the frequency bandwidth selected for the L-SAFT processing, once again obtained from a rep-



(a)



(b)

Fig. 9. (a) Normalized in-plane mechanical displacement component of the S_1 mode at 3.62 MHz. (b) Corresponding normalized power flux.

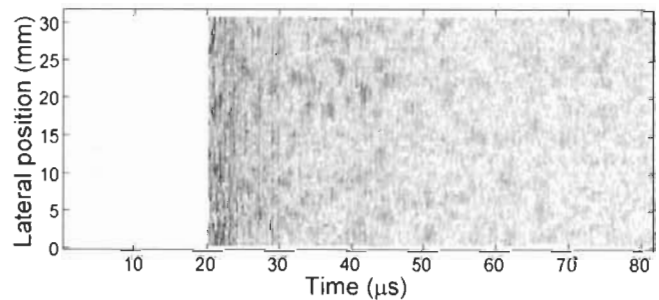


Fig. 10. B-scan obtained on the second sample with the S_1 mode.

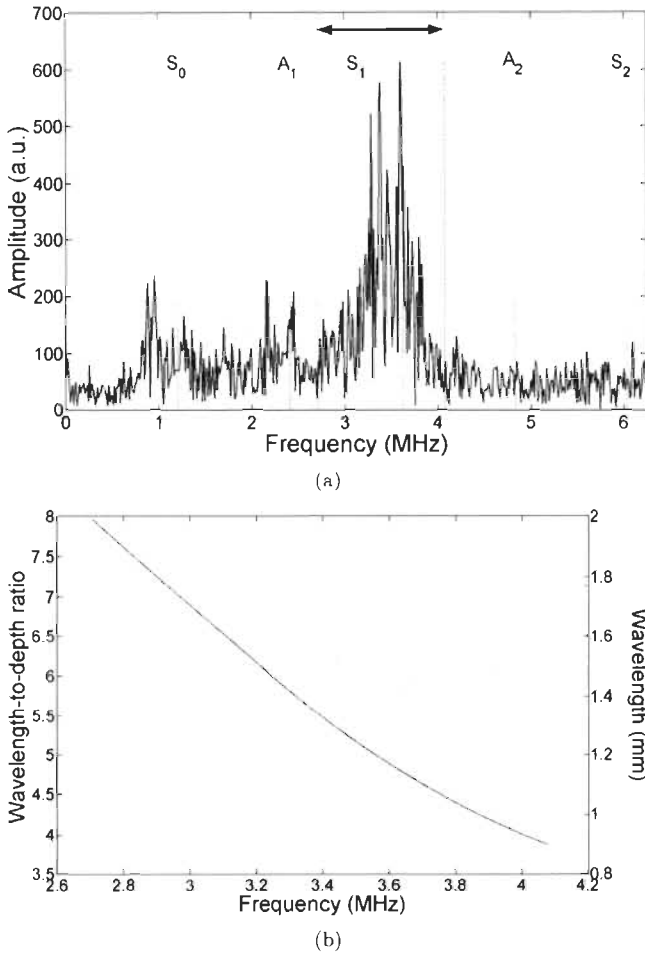


Fig. 11. (a) Frequency bandwidth selection for the SAFT processing of the inspections of the second sample. (b) Wavelength and wavelength-to-pit depth ratio curves corresponding to the selected frequency bandwidth (pit depth of 0.25 mm).

representative A-scan of the inspection data sets. Fig. 11(b) shows the wavelength and wavelength-to-pit depth ratio plotted as a function of the frequency bandwidth that produced reflections for a pit depth of 0.25 mm, illustrating the sensitivity of the Lamb waves generated (ratio of approximately 5.5); bulk waves at such wavelengths would not be able to distinguish the pits from the plate surface unless the wavelength-to-pit depth ratio was smaller than 1.

The L-SAFT processing result is presented in Fig. 12, in which the pit echo position is encircled. The used axial and lateral definition of the computed L-SAFT image are 0.039 mm and 0.125 mm, respectively.

This postprocessing result clearly shows the presence of the pit, and even an unexpected reflection coming from what seems to be a small pit included in the halo [circled group of pits on Fig. 3(a)], marked with a square on Fig. 12 (the pits detection was confirmed from a second inspection experiment using the same setup parameters and configuration). The sensitivity of this mode, therefore, seems to be even larger than the estimated wavelength-to-depth ratio.

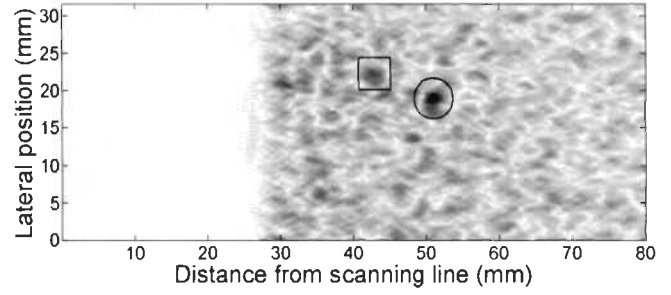


Fig. 12. SAFT processing result for the inspection of the second sample using the S_1 mode.

The comparison between the nonprocessed B-scans and L-SAFT images demonstrates the detection potential of Lamb waves and highlights the effectiveness and usefulness of the proposed L-SAFT algorithm. The synthetic averaging of the noise allowed to extract the pit defect information (embedded in the noise level on Fig. 10), creating a representative image of the plate. The processed B-scan image shows good defect definition, improved image resolution, and excellent SNR (Fig. 12). Using the previously presented defect localization method, we obtained a delay of 1.45 mm and a pit position of 49.5 mm, which is within the measurement accuracy of the expected value (approximately 49 mm \pm 0.5 mm). Once again, the processed B-scan image did not produce a good approximation of the pit diameter (approximately 2.9 mm at the -6 dB lateral amplitude level), although it is in accordance with the results obtained on the first sample, i.e., we cannot estimate the diameter because we are working in a point reflector regime. However, the main objective of this study is to be able to detect small defects, and the accuracy of pit diameter measurements is not our main interest for now as their simple detection in a practical Lamb wave pulse-echo inspection is already an improvement to the past related studies.

The improved detectability of the real corrosion pits presented in this paper shows that the L-SAFT is a very promising approach for the detection of small-size corrosion pits. The inspection results demonstrated the detection potential of Lamb waves, and the proposed L-SAFT postprocessing showed great capabilities for the imaging of relatively small pits.

VI. CONCLUSIONS

In this paper, we have illustrated the potential of combining L-SAFT and Lamb waves for the detection and imaging of small corrosion pits. Lamb wave inspection data sets were processed using the L-SAFT technique to produce improved B-scan images of the inspected plates. A simulated cluster of pits was successfully detected and representative images of the plate were obtained using two different Lamb modes. The detection of a real and relatively small corrosion pit (with ~ 0.25 -mm diameter) using the S_1 mode in a stainless steel plate was also presented. Using

the L-SAFT processing, we showed that defect information can be extracted and separated from the high-noise level. It also was shown that the potential of detection and imaging of small pits with a depth-to-wavelength ratio of 2/11 is possible. A smaller size corrosion pit also was detected with the proposed setup and method, which means the practical depth-to-wavelength ratio is even lower. However, our results show that pit lateral sizing still presents a challenging problem for small size defects, although it was not the objective of this work. However, mode conversion, which usually causes signal interpretation problems, did not cause any serious difficulties other than adding some minor colored background noise.

Our results showed that, by combining Lamb waves with L-SAFT postprocessing, one could exploit the full detection potential of those guided waves. The L-SAFT processing also proved to be efficient with any single and pure Lamb mode. We also believe that defect classification could further be achieved from the multimode sensitivity to defects, i.e., by comparing the L-SAFT results obtained with different selected Lamb modes.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors thank Dr. Russ Braunling from Honeywell for his support, Dr. Dane Wilson from Oakridge National Research Laboratory (ONRL) for the sample preparation, AET Consulting for the support and equipment loan, as well as the Auto 21 Network Centre of Excellence (Canada) for their financial support. René Sicard also thanks the Fonds québécois de la recherche sur la nature et les technologies (FQRNT funds) of the Québec government for their financial support.

REFERENCES

- [1] J. L. Rose, "Guided wave nuances for ultrasonic nondestructive evaluation," *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, vol. 47, no. 3, pp. 575–583, 2000.
- [2] D. N. Alleyne and P. Cawley, "The interaction of Lamb waves with defects," *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, vol. 39, no. 3, pp. 381–397, 1992.
- [3] D. N. Alleyne, T. P. Pialucha, and P. Cawley, "A signal regeneration technique for long-range propagation of dispersive Lamb waves," *Ultrasonics*, vol. 31, no. 3, pp. 201–204, 1993.
- [4] R. Sicard, J. Goyette, and D. E. Zellouf, "A numerical dispersion compensation technique for time recompression of Lamb wave signals," *Ultrasonics*, vol. 40, pp. 727–732, 2002.
- [5] P. D. Wilcox, "A rapid signal processing technique to remove the effect of dispersion from guided wave signals," *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, vol. 50, no. 4, pp. 419–427, 2003.
- [6] R. K. Ing and M. Fink, "Time recompression of dispersive Lamb waves using a time reversal mirror—Application to flaw detection in thin plates," in *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 1996, pp. 659–663.
- [7] C. Prada and M. Fink, "Separation of interfering acoustic scattered signals using the invariants of the time-reversal operator. Application to Lamb waves characterization," *J. Acoust. Soc. Amer.*, vol. 104, no. 2, pp. 801–807, 1998.
- [8] R. K. Ing and M. Fink, "Self-focusing and time recompression of Lamb waves using a time reversal mirror," *Ultrasonics*, vol. 36, pp. 179–186, 1998.
- [9] —, "Time-reversed Lamb waves," *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, vol. 45, no. 4, pp. 1032–1043, 1998.
- [10] P. Wilcox, M. Lowe, and P. Cawley, "The effect of dispersion on long-range inspection using ultrasonic guided waves," *NDTE Int.*, vol. 34, pp. 1–9, 2001.
- [11] D. A. Hutchins, D. P. Jansen, and C. Edwards, "Lamb wave tomography using noncontact transduction," *Ultrasonics*, vol. 31, no. 2, pp. 97–103, 1993.
- [12] D. P. Jansen, D. A. Hutchins, and J. T. Mottram, "Lamb wave tomography of advanced composite laminates containing damage," *Ultrasonics*, vol. 32, pp. 83–89, 1994.
- [13] J. Pei, M. I. Yousuf, F. L. Degertekin, B. V. Honein, and B. T. Khuri-Yakub, "Lamb wave tomography and its application in pipe erosion/corrosion monitoring," *Res. Nondestr. Eval.*, vol. 8, pp. 189–197, 1996.
- [14] T. Kundu, K. Maslov, P. Karpur, T. E. Matikas, and P. D. Nicolaou, "A Lamb wave scanning approach for the mapping of defects in [0/90] titanium matrix composites," *Ultrasonics*, vol. 34, pp. 43–49, 1996.
- [15] T. Kundu and K. Maslov, "Material interface inspection by Lamb waves," *Int. J. Solids Struct.*, vol. 34, no. 29, pp. 3885–3901, 1997.
- [16] W. Wright, D. Hutchins, D. Jansen, and D. Schindel, "Air-coupled Lamb wave tomography," *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, vol. 44, no. 1, pp. 53–59, 1997.
- [17] W. Yang and T. Kundu, "Guided waves in multilayered plates for internal defect detection," *Amer. Soc. Civil Eng. J. Eng. Mech.*, vol. 124, no. 3, pp. 311–318, 1998.
- [18] T. Kundu, M. Ehsani, K. I. Maslov, and D. Guo, "C-scan and L-scan generated images of the concrete/GFRP composite interface," *NDTE Int.*, vol. 32, pp. 61–69, 1999.
- [19] T. Kundu, C. Potel, and J. F. de Belleval, "Importance of the near Lamb mode imaging of multilayered composite plates," *Ultrasonics*, vol. 39, pp. 283–290, 2001.
- [20] E. V. Malyarenko and M. K. Hinders, "Ultrasonic Lamb wave diffraction tomography," *Ultrasonics*, vol. 39, pp. 269–281, 2001.
- [21] P. D. Wilcox, "Omni-directional guided wave transducer arrays for the rapid inspection of large areas of plate structures," *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, vol. 50, no. 6, pp. 699–709, 2003.
- [22] R. Sicard, J. Goyette, and D. E. Zellouf, "A SAFT algorithm for Lamb wave imaging of isotropic plate-like structures," *Ultrasonics*, vol. 39, pp. 487–494, 2002.
- [23] K. J. Sun and D. Kishoni, "Feasibility of using Lamb waves for corrosion detection in layered aluminum aircraft structures," in *Proc. IEEE Ultrason. Symp.*, 1993, pp. 733–736.
- [24] W. Zhu, J. L. Rose, J. N. Barshinger, and V. S. Agarwala, "Ultrasonic guided wave NDT for hidden corrosion detection," *Res. Nondestr. Eval.*, vol. 10, pp. 205–225, 1998.
- [25] F. Jenot, M. Ouafoutouh, M. Duquennoy, and M. Ourak, "Corrosion thickness gauging in plates using Lamb wave group velocity measurements," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 12, pp. 1287–1293, 2001.
- [26] D. Tuzzeo and F. Lanza di Scalea, "Noncontact air-coupled guided wave ultrasonics for detection of thinning defects in aluminum plates," *Res. Nondestr. Eval.*, vol. 13, no. 2, pp. 61–78, 2001.
- [27] R. Sicard, A. Chahbaz, and J. Goyette, "Corrosion monitoring of airframe structures using ultrasonic arrays and guided waves," in *Proc. Rev. Prog. Quantitative Nondestructive Eval., Amer. Inst. Phys. Conf.*, 2003, pp. 806–813.
- [28] D. Royer and E. Dieulesaint, *Elastic Waves in Solids I. Free and Guided Propagation*. Berlin: Springer-Verlag, 2000, pp. 311–320.
- [29] J. L. Rose, *Ultrasonic Waves in Solid Media*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1999.
- [30] T. Ghosh, T. Kundu, and P. Karpur, "Efficient use of Lamb modes for detecting defects in large plates," *Ultrasonics*, vol. 36, pp. 791–801, 1998.
- [31] J. J. Ditri, J. L. Rose, and G. Chen, "Mode selection criteria for defect detection optimization using Lamb waves," in *Proc. Rev. Prog. Quantitative Nondestructive Eval.*, 1992, pp. 2109–2115, vol. 11.
- [32] G. W. Farnell, "Acoustic surface waves: Types and properties of surface waves," in *Topics in Applied Physics*, vol. 24, A. A. Oliner, Ed. New York: Springer-Verlag, 1978, pp. 13–60.

- [33] D. Lévesque, A. Blouin, C. Néron, and J.-P. Monchalain, "Performance of laser-ultrasonic F-SAFT imaging," *Ultrasonics*, vol. 40, pp. 1057–1063, 2002.
- [34] L. J. Busse, "Three-dimensional imaging using a frequency-domain synthetic aperture focusing technique," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect., Freq. Contr.*, vol. 39, no. 2, pp. 174–179, 1992.
- [35] P. T. Gough and D. W. Hawkins, "Imaging algorithms for a strip-map synthetic aperture sonar: Minimizing the effects of aperture errors and aperture undersampling," *IEEE J. Oceanic Eng.*, vol. 22, no. 1, pp. 27–39, 1997.
- [36] T. Rastello, D. Vray, and J. Chatillon, "Spatial undersampling for synthetic aperture ultrasonic imaging via digital spotlighting technique," *IEEE Trans. Image Processing*, vol. 8, no. 9, pp. 1309–1313, 1999.



René Sicard was born in Maniwaki, Québec, Canada, in March 1976. He received his B.S. degree in physics in 1998 and his M.Sc. degree in physics in 2000 from the Université du Québec à Trois-Rivières (U.Q.T.R.), Trois-Rivières, Québec, Canada. He is currently completing a Ph.D. in energy and material science at the Hydrogen Research Institute (I.R.H./H.R.I.) at the U.Q.T.R.

Since 2001, he has been working with the C.I.U.S. group (Centre d'Inspection par UltraSons) of the H.R.I. on Lamb wave imaging. During this period, he also worked for Tektrend International in Montreal, Canada, and collaborated on research projects with R/D Tech Aero Inc. in Montréal, Québec, Canada. His research interests include nondestructive evaluation, Lamb wave imaging, signal processing, and phased-array technology.



Ahmad Chahbaz received the Dipl.-Ing. (M.S.A.I) degree in 1986 from the Higher Institute of Chemical Technology, Sofia, Bulgaria, the M.Eng. degree in electrical engineering from the École Polytechnique of Montréal, Canada. In 1994, he joined the company Tektrend International, Inc., Montréal, Canada, and became a research and development vice president and later owner.

He is currently vice president of technology at R/D Tech, Inc., Québec City, Québec, Canada. Since 2001 he has been working with

the Research Institute on Hydrogen at the University of Québec, where he is a Ph.D. candidate and research investigator at the Centre d'Inspection par UltraSons (CIUS) center, Université du Québec à Trois-Rivières, Trois-Rivières, Québec, Canada. He is interested in the guided waves detection and imaging techniques, phased-arrays and ultrasonic transducer design, statistical and artificial intelligence expert system methods and their application to nondestructive material testing.



Jacques Goyette was born in Cap-de-la-Madeleine, QC, Canada, on April 13, 1952. He received the B.S. degree in physics from Université du Québec à Trois-Rivières (UQTR), Trois-Rivières, Québec, Canada, in 1975, and the Ph.D. degree in physics from Harvard University, Cambridge, MA, in 1986.

He has held several different positions at UQTR. From 1986 to 1991, he was a post-doctoral fellow and a research fellow with the dielectric research group of the Physics Department of UQTR. Since then, he has been

a professor with the same department. He is presently associated with the Institut de recherche sur l'hydrogène of UQTR.

His current research interests include the development of ultrasonic nondestructive evaluation methods that can be used to inspect hydrogen reservoirs and the storing of hydrogen in metal hydrides.

7.2 Comparaison des résultats avec l'inspection par ondes de volume

Afin de confirmer l'augmentation de sensibilité d'une telle méthode face à la méthode traditionnelle d'inspection matricielle par ondes de volume (inspection normale à la plaque, point par point), il est nécessaire de comparer les résultats présentés dans l'article II avec la méthode par ondes de volume. Afin d'effectuer une comparaison idéale entre les deux types de mesure, deux inspections différentes sont nécessaires : une première inspection à la même longueur d'onde pour comparer la résolution des images produites, et une mesure à la même fréquence dans le cas où l'atténuation serait un paramètre important. Malheureusement, le choix limité de transducteurs pour effectuer l'inspection par ondes de volume n'a pas permis d'effectuer ces deux mesures de façon exactes. Ainsi, une première inspection a été effectuée sur l'échantillon #1 à l'aide d'un transducteur plan de 1 MHz afin d'obtenir un C-scan à une fréquence similaire aux fréquences employées, une seconde inspection avec un second transducteur plan à une fréquence de 10 MHz et une dernière inspection, encore à 10 MHz, à l'aide d'un transducteur focalisé. L'échantillon #2 a été inspecté à une fréquence de 10 MHz (transducteur plan et focalisé) et de 25 MHz (transducteur focalisé), l'inspection à 1 MHz n'ayant rien donné de concluant. Alors que la longueur d'onde des modes A_1 et S_1 utilisés dans l'article II était respectivement d'environ 2 mm et 1.25 mm, celle des ondes de volume était d'environ 5.7 mm à 1 MHz et 0.57 mm à 10 MHz pour chacun des échantillons étudiés. La figure 7.1 présente les résultats (C-Scans) de l'inspection par ondes de volume de l'échantillon #1 étudiés dans l'article II, alors que la figure 7.2 présente les C-Scans obtenus sur l'échantillon #2. L'inspection à 1 MHz ne permet pas la séparation des échos de surface, des défauts et du fond ; le C-Scan présenté à la figure 7.1(a) a été obtenu à partir d'une portion de l'écho unique représentant la contribution des trois échos sachant que des défauts étaient présents et cette inspection n'est pas représentative d'une situation réelle. L'inspection effectuée à l'aide d'un transducteur plan de 10 MHz (figure 7.1(b)) permet la mesure du diamètre de chacun des défauts, à une amplitude de -6dB, variant de 0.86 mm à 1.74 mm en considérant uniquement les

échos à l'intérieur des régions bleues. Alors que la focalisation sur le fond de la plaque à 10 MHz ne permet d'observer que la perte d'amplitude causée par la réflexion sur les défauts (figure 7.1(c)), la focalisation sur les défauts à 10 MHz (figure 7.1(d)) permet d'identifier clairement ceux-ci et la mesure du diamètre de chacun des défauts à -6dB donne exactement la valeur recherchée, soit 1.5 mm.

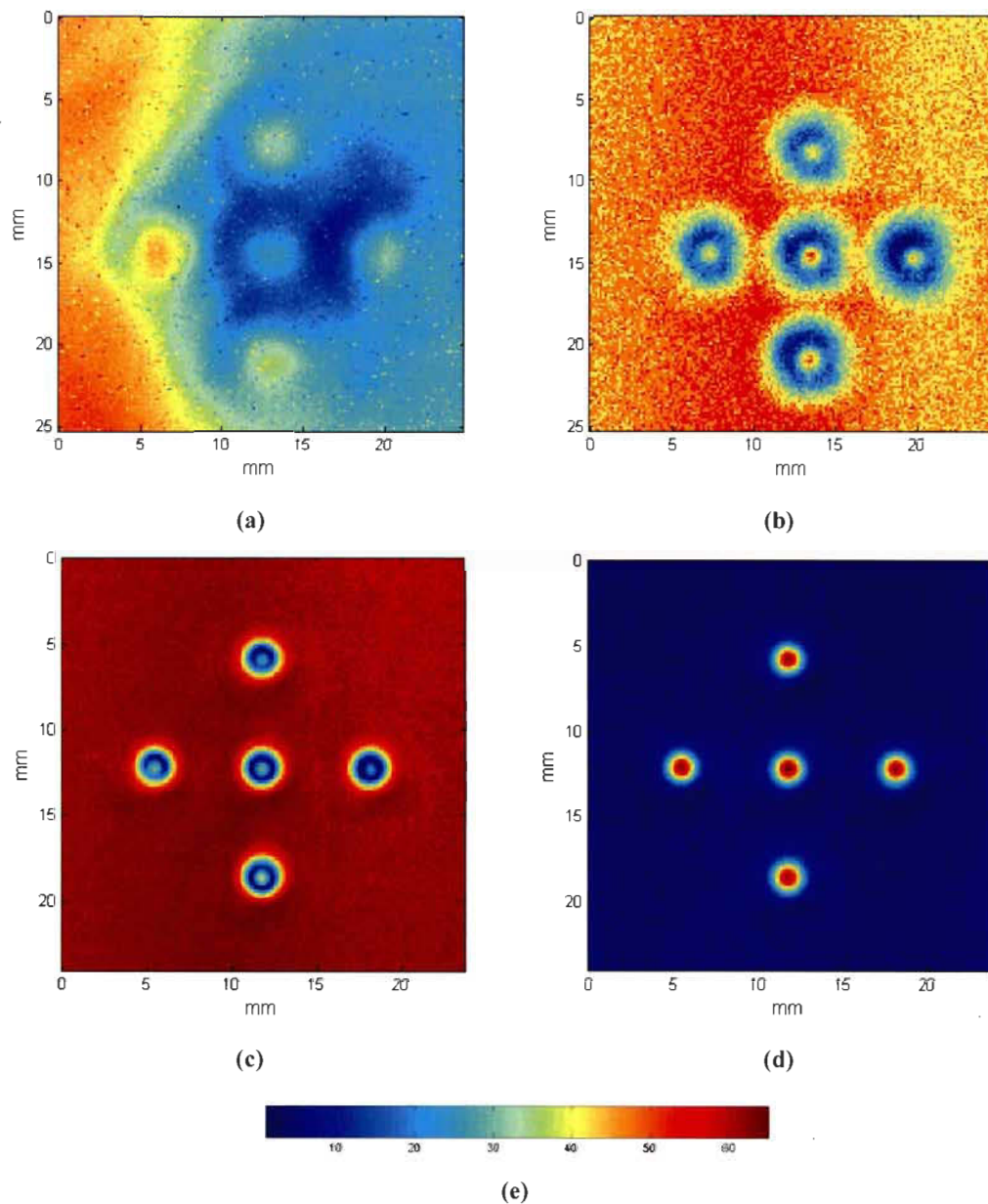


Fig. 7.1 C-Scans de l'échantillon #1 à (a) 1 MHz (transducteur plan) ; (b) 10 MHz (transducteur plan) ; (c) 10 MHz (transducteur focalisé, écho de fond) ; (d) 10 MHz (transducteur focalisé, écho des défauts). (e) Palette de couleurs employée (64 couleurs) pour les C-Scans des figures 7.1 et 7.2.

L'analyse de l'échantillon #2, effectuée à 10 MHz et 25 MHz, ne permet qu'une mesure du diamètre de défaut basée sur la perte d'amplitude de l'écho de la surface du fond dans le cas d'une sonde de 10 MHz plane (environ 2 mm – figure 7.2(a)), alors qu'avec un transducteur de 10 MHz focalisé, un diamètre d'environ 1.25mm est mesuré, que ce soit en effectuant la focalisation sur la surface de fond (figure 7.2(b)) ou sur le puits de corrosion, où une réflexion directe sur celui-ci peut être enregistrée (figure 7.2(c)), et ce pour un faible rapport signal-sur-bruit dans chacun des cas. Quant à l'inspection à l'aide d'un transducteur focalisé de 25 MHz, un diamètre d'environ 0.45mm peut être estimé autant en focalisant sur la surface de fond (perte d'écho – figure 7.2 (d)) qu'en enregistrant la réflexion directe en focalisant sur le puits de corrosion (figure 7.2(e)). Bien que ces résultats permettent d'obtenir un diamètre plus réaliste que le résultat présenté à l'article II (environ 2.9 mm), un transducteur focalisé de 10 MHz et plus est nécessaire pour obtenir une réflexion du puits de corrosion avec un rapport signal-sur-bruit satisfaisant.

La comparaison des résultats présentés dans l'article II avec ceux des ondes de volume permet de faire ressortir quelques caractéristiques distinctes de l'inspection par la méthode L-SAFT. Tout d'abord, tel qu'attendu, la détectabilité de défauts peut être plus grande par ondes de Lamb que par ondes de volumes de longueur d'onde et/ou de fréquence équivalente. De plus, le temps d'inspection par ondes de Lamb est de loin inférieur, alors qu'une simple inspection linéaire suffit à détecter et imager l'ensemble des défauts, alors que la région d'intérêt doit être entièrement couverte par ondes de volume avec un pas d'échantillonnage spatial typiquement inférieur ou égal à une demie longueur d'onde ($\lambda \approx 0.25$ mm pour une onde longitudinale dans l'aluminium à 25 MHz) ou une demie longueur de la plus petite discontinuité recherchée.

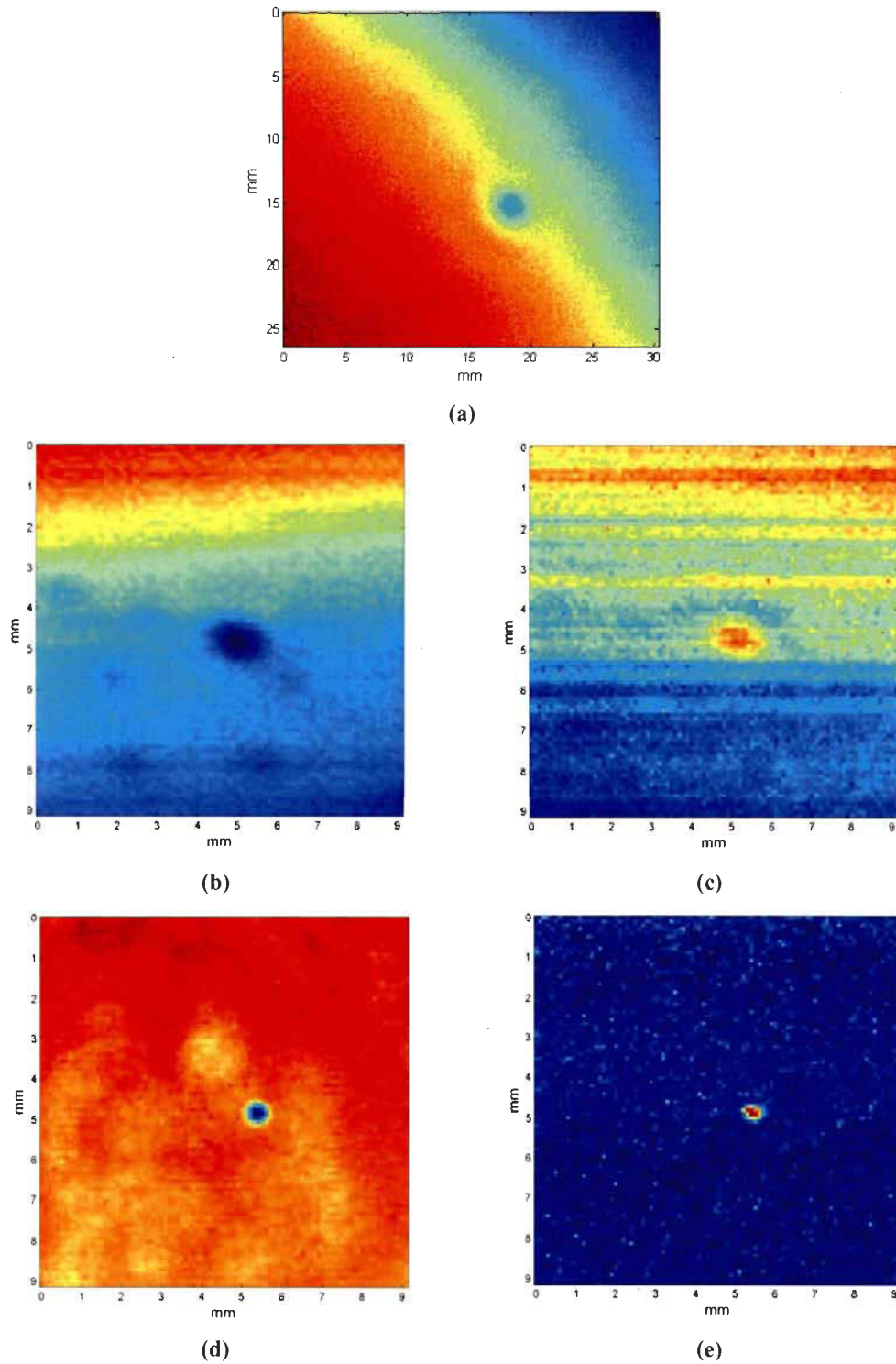


Fig. 7.2. C-Scans obtenus sur l'échantillon #2 avec un transducteur (a) plan de 10 MHz; (b) focalisé de 10 MHz (focalisation sur la surface de fond); (c) focalisé de 10 MHz (focalisation sur le puits de corrosion); (d) focalisé de 25 MHz (focalisation sur la surface de fond); (e) focalisé de 25 MHz (focalisation sur le puits de corrosion).

7.3 Discussions supplémentaires

Il est tout d'abord important de souligner qu'une correction a été apportée au L-SAFT quant au terme de rétro-propagation du sabot par rapport au premier article publié sur le sujet lors des travaux de maîtrise de l'auteur [5, 6].

Lors de l'exécution de cette partie des travaux, les méthodes de caractérisation des vitesses longitudinale et transversale d'une plaque présentées au chapitre III ont été employées pour déterminer les paramètres en question. Cela explique les différences entre les propriétés élastiques données pour l'échantillon #1 (acier inoxydable 302) entre le compte-rendu de conférence I et l'article II. En plus, une erreur de mesure de l'épaisseur de celui-ci s'est aussi glissée (1.87 mm dans le cas du compte-rendu de conférence I plutôt que l'épaisseur réelle de 1.82 mm utilisée dans l'article II). Par contre, une étude approfondie des résultats a permis de déterminer que l'utilisation des vitesses théoriques de la plaque ($V_L = 5660$ m/s et $V_T = 3120$ m/s) permet d'obtenir de meilleurs résultats que les valeurs déterminées expérimentalement. À titre d'exemple, la figure 7.3 présente une comparaison des résultats obtenus à l'aide des deux modes employés dans l'article (A_I et S_I), et ce pour les mêmes séries de données pour les vitesses obtenues expérimentalement (figure 7.3 (a-b)) et les valeurs théoriques (figure 7.3 (c-d)).

Alors que les résultats du L-SAFT obtenus à l'aide des vitesses théoriques pour le mode A_I (figure 7.3(c)) ne semblent pas modifier la représentation des défauts mais seulement la position en y par rapport à ceux obtenus avec les vitesses expérimentales (figure 7.3(a)), il en est tout autrement pour le mode S_I . Dans ce cas, la forme des échos reconstruits à l'aide des vitesses théoriques (figure 7.3(d)) est beaucoup plus compacte qu'avec les vitesses expérimentales (figure 7.3(b)). Bien que ce résultat semble indiquer que l'utilisation des vitesses théoriques permet d'effectuer une focalisation plus adéquate pour cette plaque, il ne remet nullement en cause l'utilité de déterminer les vitesses de la plaque expérimentalement. Ce résultat semble cependant mettre en relief l'incertitude de la méthode expérimentale ainsi que la sensibilité du SAFT face aux paramètres élastiques de la plaque.

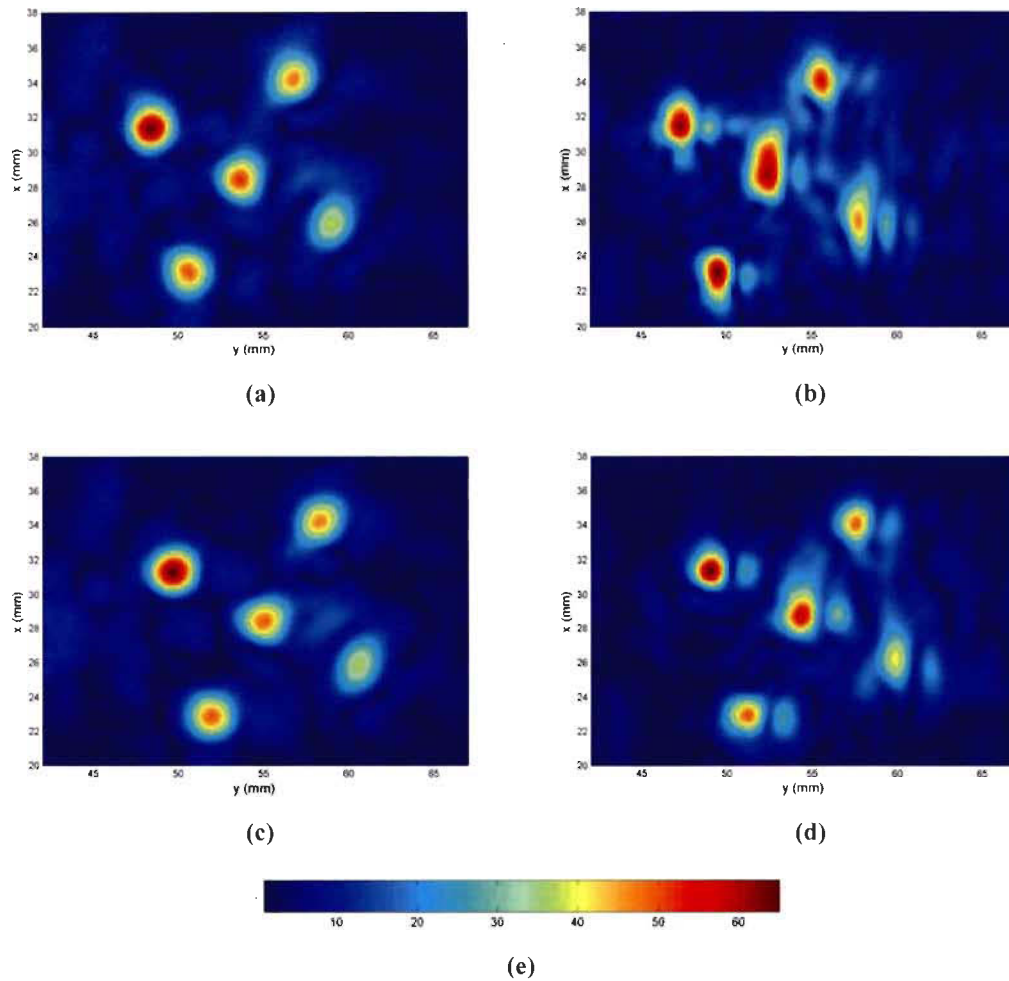


Fig. 7.3. Comparaison de l'application de l'algorithme L-SAFT sur l'échantillon #1 pour (a) le mode A_I et (b) le mode S_I avec les paramètres élastiques $V_L = 5680$ m/s et $V_T = 3075$ m/s ; (c) le mode A_I et (d) le mode S_I avec les paramètres élastiques $V_L = 5660$ m/s et $V_T = 3120$ m/s. (e) Palette de couleurs employée pour l'affichage (64 couleurs).

Un aspect n'ayant jamais été abordé dans les articles publiés au cours de ces travaux est la possibilité offerte par le L-SAFT d'effectuer l'inspection d'une plaque à l'aide de plusieurs modes simultanément. La méthode de génération de modes de Lamb à l'aide d'un sabot, quoi que généralement reconnue comme une méthode d'isolement d'un mode, se porte bien à cette fonction lorsque combinée à un transducteur piézoélectrique à large bande fréquentielle. La figure 7.4 présente le spectre fréquentiel d'un A-Scan enregistré lors de l'inspection de l'échantillon #1 avec le mode S_I . Dans ce cas précis, la fréquence d'excitation du mode (3.67 MHz) est éloignée de la fréquence centrale du

transducteur employé (2.25 MHz) et l'excitation du mode voulu a également résulté en la génération d'autres modes dont l'angle d'excitation correspondait à l'angle du mode S_1 , mais à des fréquences différentes permises par le transducteur. Ainsi, chacun des modes générés de cette façon a une vitesse de phase centrale identique qui correspond à la vitesse permise par la loi de réfraction de Snell-Descartes et la vitesse de propagation des ondes longitudinales dans le sabot.

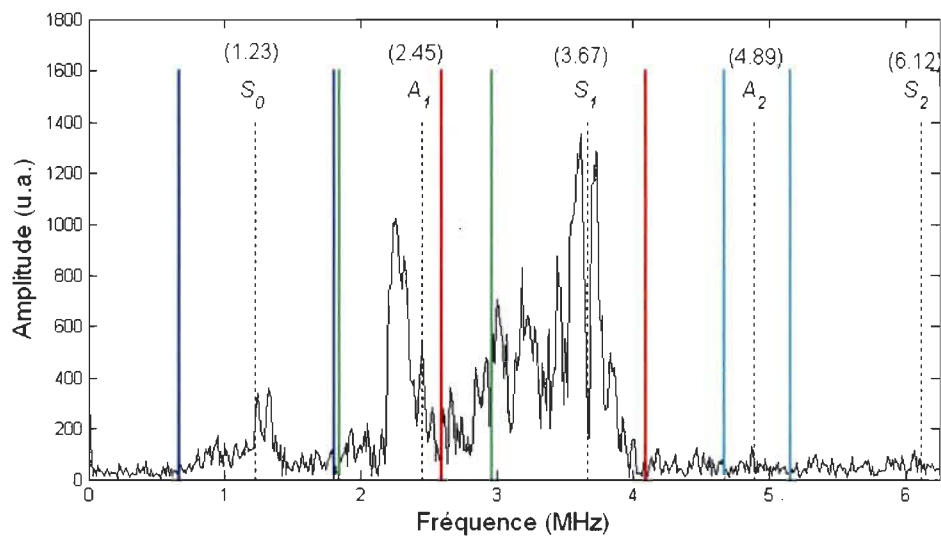


Fig. 7.4 Contenu fréquentiel (amplitude) d'un A-Scan enregistré lors de l'inspection de l'échantillon #1 à l'aide du mode S_1 . Les traits verticaux correspondent aux bandes de fréquences employées pour l'analyse L-SAFT des modes S_0 (bleu), A_1 (vert), S_1 (rouge) et A_2 (cyan). U.a. : unité arbitraire.

La figure 7.5 présente les résultats obtenus pour chacun des quatre modes identifiés à la figure 7.4 (vitesses théoriques). Ces résultats démontrent la possibilité de détecter les mêmes défauts à l'aide de plusieurs modes simultanément, chacun des quatre modes ayant produit une image représentative des défauts présents dans la structure. Il est à noter que l'étalement des échos correspondant à chacun des cinq défauts est cohérente avec la longueur d'onde de chacun des modes, qui diminue avec la fréquence.

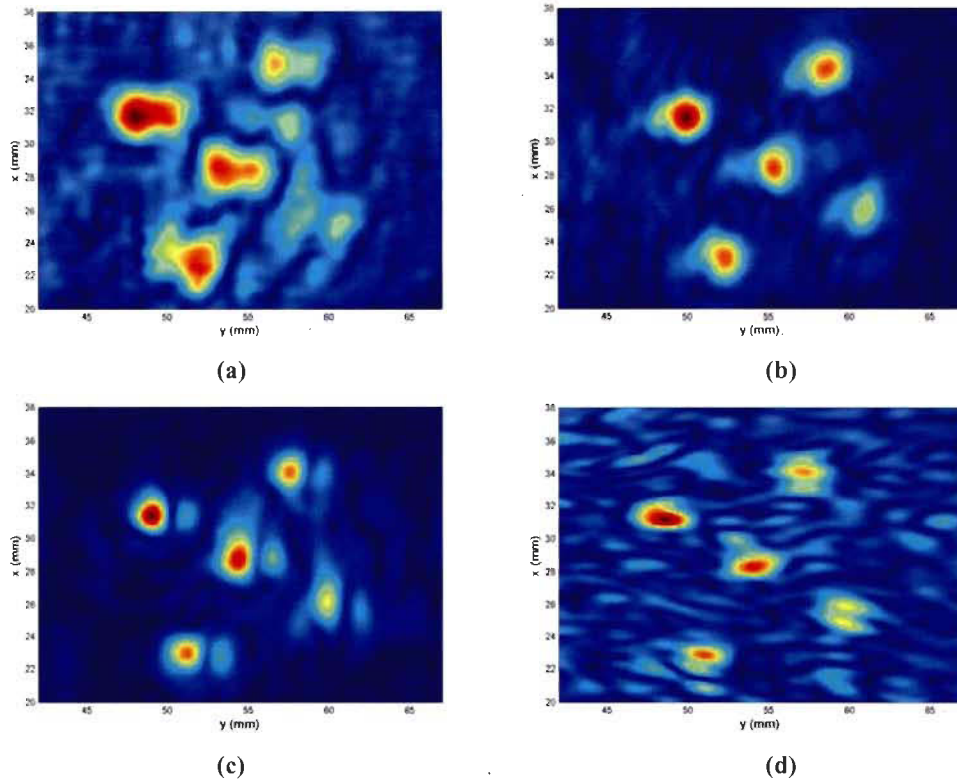


Fig. 7.5. Résultats du L-SAFT pour l'inspection multi-mode de l'échantillon #1 avec (a) mode S_0 ; (b) mode A_1 ; (c) mode S_1 ; (d) mode A_2 .

Quoique préliminaires, ces résultats permettent d'entrevoir la possibilité d'utiliser cette méthode pour effectuer la caractérisation de défauts grâce à la sensibilité relative de chaque mode face à différents types de défauts, tel que présenté à la section 2.1.2. De plus, cette méthode est également applicable à la génération à l'aide de EMATs et d'éléments en peigne (combs). La différence majeure entre ces méthodes de génération de modes de Lamb et la méthode avec sabot est que chacun des modes générés possèdent une longueur d'onde centrale plutôt qu'une vitesse de phase commune. De plus, la génération de modes de Lamb nécessite de préférence l'utilisation d'un générateur d'ondes de type toneburst générant plusieurs cycles afin de restreindre le contenu fréquentiel à la longueur d'onde voulue et optimiser l'excitation d'un seul mode. Puisque l'excitation de plusieurs modes est désirable dans le cas présent, il est possible d'envisager d'utiliser un générateur d'impulsions (spike), dont la fonction est d'exciter un large contenu fréquentiel. Ce type d'appareil, en plus d'être communs, est généralement moins dispendieux que les générateurs de type toneburst.

Il est finalement important de souligner et de corriger quelques erreurs présentes dans l'article II. Tout d'abord, la phrase « *Therefore, the sampling step of y must be at least half the minimum wavelength of the mode included within its generated frequency bandwidth* », située à la page 1289 de l'article II, entre les équations (11) et (12), doit être remplacée par « *Therefore, the sampling step of y must be at most half the minimum wavelength of the mode included within its generated frequency bandwidth* ». De plus, k_{\max} est défini dans l'article II comme un nombre d'onde angulaire, ce que l'équation (12) ne reflète pas. Considérant ces deux erreurs, l'équation (12) s'écrit conséquemment:

$$(12) \rightarrow \Delta y \leq \left(\frac{1}{2} \lambda_{\min} = \frac{\pi}{k_{\max}} \right) \quad (7.1)$$

De plus, toujours à la page 1289, une seconde erreur bénigne apparaît dans la définition de l'algorithme L-SAFT. Ainsi, une incohérence apparaît entre les équations (9) et (13), alors qu'un terme $d\omega$ différencie les deux expressions. En fait, sous la forme présentée dans l'article, le terme infinitésimal $d\omega$ s'écrit en fait sous la forme finie $\Delta\omega$ et les équations (9) et (13) doivent être remplacées par

$$(9) \rightarrow B(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\sum_{\omega \in \Omega} \bar{S}(k_x, 0, \omega) \exp \left(iy \sqrt{\frac{4\omega^2}{V_p^2} - k_x^2} \right) \Delta\omega \right] \exp(ik_x x) dk_x \quad (7.2)$$

et

$$(13) \rightarrow [(9)] = \sum_{\omega \in \Omega} \left\{ P_W(k_x, y, \omega, \beta) \bar{S}(k_x, 0, \omega) \exp \left(i \{y - D_{\perp}\} \beta \sqrt{\frac{4\omega^2}{V_p^2 (\omega 2h)^2} - k_x^2} \right) \Delta\omega \right\} \quad (7.3)$$

Finalement, au deuxième paragraphe de la section B (page 1294), la phrase « *As also shown on Fig. 10, the amplitudes of the first 25 μs were set to zero...* » s'écrit plutôt « *As also shown on Fig. 10, the amplitudes of the first 20 μs were set to zero...* ». Cette modification n'affecte en rien le contenu de l'article II. Malheureusement, ces erreurs

d'écriture sont passées inaperçues lors de la rédaction et de la révision du document, autant par les auteurs que par les arbitres ayant évalué le manuscrit.

Chapitre VIII

Modélisation et simulation de la génération et la propagation d'ondes de Lamb générées à l'aide de la méthode du sabot

Ce chapitre présente les travaux effectués pour l'article III [11] et porte sur la modélisation de l'excitation de modes de Lamb dans une plaque isotrope lorsque ceux-ci sont générés à l'aide d'une onde longitudinale incidente (sabot à angle), ainsi que la simulation des A-Scans résultants. L'objectif de cette étude est le développement d'un modèle permettant de simuler l'excitation d'ondes de Lamb dans le but d'optimiser la conception d'un sabot pour une application particulière, ainsi que simuler la réponse à l'inspection d'un réflecteur ponctuel par une onde de Lamb générée à l'aide d'un sabot, et ce dans le but de prédire la résolution du L-SAFT en fonction des paramètres d'excitation du mode généré. La nécessité d'un tel modèle repose sur la difficulté d'analyser la résolution de cette méthode d'imagerie analytiquement dans ce cas particulier, les caractéristiques du faisceau d'ondes de Lamb reposant sur un trop grand nombre de paramètres (propriétés élastiques et épaisseur de la plaque, ainsi que les propriétés mécaniques du mode de Lamb généré, du sabot, et du transducteur).

8.1 Méthodologie d'analyse

L'objectif principal de cette simulation de données d'inspection est de prédire la réponse du SAFT en tenant compte de toutes les conditions d'excitation du mode de Lamb employé. Ces conditions sont les propriétés du mode de Lamb et ses paramètres de génération, soit l'excitation électrique du transducteur, la réponse fréquentielle du transducteur, ainsi que le mode de Lamb résultant d'une excitation à l'aide d'un sabot à un angle d'incidence et une fréquence d'excitation donnée. Afin d'effectuer une telle

simulation, il était nécessaire de développer un modèle exprimant le comportement divergent du faisceau d'ondes de Lamb généré. De plus, puisque la simulation voulue doit servir à prédire la résolution du SAFT pour une condition d'inspection donnée, il était important d'un point de vue pratique que la simulation puisse être effectuée rapidement. Or, tel que discuté dans l'article III, un tel modèle ne semblait pas exister dans la littérature et une approche basée sur les travaux de Ditri *et al.* [33] et Rose [12] a donc été développée. Les travaux de ces derniers portant sur la prédiction de la génération d'un mode de Lamb parallèlement à l'axe du transducteur, une approche plus complète fut développée et implantée en Matlab®, cette dernière permettant de prédire la génération du mode pour toute orientation par rapport à l'axe du transducteur. Ainsi, il nous est apparu assez vite qu'employer la forme analytique du champ de pression acoustique d'un transducteur dans le champ éloigné pouvait permettre rapidement de prédire la génération d'un faisceau d'ondes de Lamb. Bien que cette approche ne soit valide que dans le champ éloigné du transducteur, il appert que la distance entre le transducteur monté sur un sabot et la plaque respecte souvent cette condition, d'où l'utilité de développer et d'implanter un tel modèle.

Deux expériences distinctes ont été effectuées pour l'article III. Une simulation en ondes de volume a tout d'abord été comparée à l'inspection d'un réflecteur de 1 mm de diamètre dans un bloc d'aluminium effectuée à l'aide d'un transducteur circulaire plan de 1 MHz. Par la suite, une plaque d'acier 1018 percée d'un trou de 3 mm de diamètre a été inspectée par ondes de Lamb à l'aide d'un transducteur plan de 1MHz monté sur un sabot de Perspex afin de démontrer la viabilité du modèle. Dans chacun des cas, le réflecteur est d'une dimension permettant d'assumer qu'il est ponctuel en rapport avec la longueur de l'onde, et l'algorithme SAFT a été appliqué sur les données obtenues expérimentalement et par la simulation afin de démontrer l'utilité d'un tel modèle pour prédire la résolution de l'image résultante, soit une analyse de fonction d'étalement d'un point (*point spread function* - PSF).

8.1.1 Résumé de l'article

Cet article présente une étude de la génération et de la propagation d'un faisceau d'ondes de Lamb dans une plaque isotrope. Un modèle basé sur l'approximation en champ éloigné d'un transducteur circulaire et traitant de la génération d'un champ d'ondes de Lamb dans une plaque à l'aide d'un sabot à angle est présenté et la réflexion des ondes par un réflecteur ponctuel est traitée. L'objectif visé par ce modèle est la simulation de l'excitation de modes de Lamb afin d'en prédire la propagation et l'interaction avec des réflecteurs ponctuels dans le but de simuler des B-Scans. La décomposition spectrale du champ de pression d'un transducteur monté sur un sabot est employée dans le but de prévoir et calculer l'excitation et la propagation d'ondes de Lamb dans une plaque. Ce modèle permet de considérer les effets de divergence du faisceau d'ondes de Lamb ainsi que les déphasages associés. Afin de valider ce modèle, la génération d'ondes de volume longitudinales et d'ondes de Lamb a été simulée et vérifiée expérimentalement avec des réflecteurs quasi-ponctuels et une bonne corrélation a été observée entre les données obtenues par le modèle de simulation et des B-Scans expérimentaux.

8.1.2 *Contributions de l'auteur (Article III)*

Modeling of Lamb Wave Generation and Reflection from Point Reflectors in Isotropic Plates Using an Angle-Wedge Apparatus

René SICARD, Jacques GOYETTE and Ahmad CHAHBAZ

*CIUS (Centre d'Inspection par Ultrasons)
Institut de Recherche sur l'Hydrogène
Université du Québec à Trois-Rivières
C.P. 500, Trois-Rivières, Québec, Canada, G9A 5H7
Phone: 1-(819)-376-5108; FAX: 1-(819)-376-5164
E-mail: { Rene_Sicard, Jacques_Goyette, Ahmad_Chahbaz }@UQTR.Ca*

ABSTRACT

This paper presents a study of ultrasonic Lamb Wave generation and beam propagation in isotropic media. The model is valid for the far field of a circular transducer and is limited to the case of a point source reflector using an angle-wedge apparatus. The aim of the model is to be able to simulate Lamb wave mode excitation and predict mode propagation and interaction with point reflectors in order to simulate B-Scans. Spectral decomposition of the pressure field of the transducer is used to compute the excited and propagated Lamb wave on a plate surface. Our model takes into consideration the effects of beam spreading and phase shifting. To validate the developed model, both bulk and guided waves were numerically simulated and verified experimentally on point reflectors of finite size. Good correlation is observed between the simulated wave mode propagation and the experimental B-Scans.

I. INTRODUCTION

Modeling ultrasonic wave propagation is a useful tool for the interpretation of measured data or for the optimization of an inspection configuration at low cost. Lamb waves are guided stress waves with great defect detection potential and recently, the concept of imaging based on the Lamb wave synthetic aperture focusing technique (L-SAFT) has been developed and discussed [1,2]. However, if we wish to fully exploit the sensitivity of Lamb waves with the L-SAFT technique, information about the dimension of the detected defects is preferable, which can only be achieved by determining the imaging resolution of the process from a point spread function (PSF) analysis. While the imaging resolution was studied for a similar phase matching technique in the case of Lamb wave excitation using transducers placed directly on the sample [3], the more complex case of angle beam generation using a wedge has not been investigated. Unfortunately, a PSF analysis of the L-SAFT process can hardly be performed analytically due to the large number of parameters involved in the wave generation and propagation. However, this study can be performed using a set of properly simulated B-Scans.

Modeling the excitation of Lamb modes was carried out by many authors using normal mode expansion for transducers such as interdigital transducers [4], Hertzian contact [5], laser generation [6], surface-bonded transducers [7], integrated transducers [8], liquid [9,10] or solid wedge transducers [11-13], while Potel *et al.* [14] modeled the deviation of a monochromatic Lamb wave beam in an anisotropic media by decomposing the incident beam into plane waves and using an asymptotic approach. A complete and realistic B-Scan simulation can only be achieved by a proper knowledge of the beam spreading within the plate, which was not considered in the previous study for the special case of wedge generation. Ditre *et al.* [11]

defined a model providing the amplitude of Lamb modes generated along the transducer/wedge axis as a function of the traction applied to the surface of a plate, which was later reproduced by Rose [12]. This model was used as a basis for the present work and was modified to derive the current model, which considers the beam spreading and phase shifting of the excited wave mode.

The model presented in this paper aims at simulating guided modes excitation and propagation from an angle-wedge beam generation. A simple and realistic B-scan model based on monochromatic plane wave decomposition of a circular transducer excitation (far field approximation) and point reflector is used for the simulations of bulk and Lamb waves B-Scans, which validity is confirmed with experimental data. Lamb wave beam spreading caused by an incident source was studied to help in the optimization of the L-SAFT imaging process and perform a PSF analysis from the simulated B-Scans. Preliminary results show that this model is precise enough to extrapolate the L-SAFT resolution trends.

II. LAMB WAVES

The properties of Lamb waves propagating in a plate of thickness $2h$ are defined by the Lamb mode phase velocity $V_p(\omega)$, obtained from [15]:

$$(k^2 - q^2)^2 \cos(ph + \xi) \sin(qh + \xi) + 4k^2 pq \sin(ph + \xi) \cos(qh + \xi) = 0, \quad (1)$$

where the wavenumbers p and q are given by:

$$p^2 = \frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2 \text{ and } q^2 = \frac{\omega^2}{V_T^2} - k^2, \quad (2)$$

and where k is the frequency-dependant angular wavenumber ($V_p(\omega) = \omega/k$) and V_L and V_S are respectively the longitudinal and shear bulk wave velocities of the material. Symmetric ($\xi = 0$)

and antisymmetric ($\xi = \pi/2$) solutions are provided by the roots of (1) and correspond to the dispersion curves of the different Lamb modes.

III. MODELING APPROACH FOR THE SIMULATION OF B-SCANS

The aim of this section is to describe the modeling approach used to simulate B-Scan data of a point reflector for bulk waves as well as for Lamb waves excited from an incident coupling media (wedge) into an isotropic media and using a circular transducer. A finite bandwidth tone burst excitation was considered in both cases for specific reasons: tone burst excitation is most often used to generate Lamb modes and SAFT processing is usually limited to a finite frequency bandwidth in order to minimize the number of calculations required to obtain the image.

A. Bulk waves

Bulk waves in an isotropic media can easily be studied using a spectral decomposition of the excitation source. In the case of a flat circular transducer, the radiation diagram of the transducer is obtained by a diffraction analysis of the problem, considering a circular aperture. In the far field, the total pressure $p(r, \beta, t)$ produced by a transducer of radius b at a polar coordinates (r, β) and at an angular frequency ω is given by [15]

$$p(r, \beta, t) = \pi b^2 \frac{A_0}{2r} \left[\frac{2J_1(kb \sin \beta)}{kb \sin \beta} \right] e^{i(\omega t - kr)} \quad (3)$$

where $J_1(kb \sin \beta)$ is the first order Bessel function, t is the time, k is the angular wavenumber, and A_0 is the amplitude of the wave exciting the transducer (illumination of the aperture). For a

planar uniform transducer, A_0 is constant over the transducer surface. While this expression describes the pressure profile of a monochromatic wave, an ultrasonic pulse contains multiple frequencies and in that case, the pressure is simply

$$P(r, \beta, t) = \frac{\pi b^2}{2r} \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\omega) \left[\frac{2J_1(kb \sin \beta)}{kb \sin \beta} \right] e^{i(\omega t - kr)} d\omega \quad (4)$$

which is a Fourier transform integral and where $A_0(\omega)$ represents the Fourier content of the transducer excitation. The frequency content is therefore given by

$$P(r, \beta, \omega) = \frac{\pi b^2}{2r} A_0(\omega) \left[\frac{2J_1(kb \sin \beta)}{kb \sin \beta} \right] e^{-ikr} \quad (5)$$

If a point reflector is located at a position (r, β) and we assume that the pulse-echo response can be approximated by a simple ray tracing from the transducer to the defect position and back to the transducer, then by considering the effect of the transducer aperture at the reception (the received waves become the excitation of the transducer), we find that in the frequency domain, the pulse-echo response is

$$S(r, \beta, \omega) = A_0(\omega) \left(\frac{\pi b^2}{2r} \left[\frac{2J_1(kb \sin \beta)}{kb \sin \beta} \right] \right)^2 e^{-i2kr} \quad (6)$$

where the exciting pulse defined by $A_0(\omega)$ is only considered for the wave generation. If we consider the case of a tone burst excitation and considering that the transducer frequency response is constant, i.e. an infinite frequency bandwidth, the amplitude $A_0(\omega)$ can be written as

$$A_0(\omega) = \int_0^{2\pi n/\omega_0} A \sin(\omega_0 t) e^{-i\omega t} dt \quad (7)$$

where n represents the number of tone cycles excited at an angular frequency ω_0 . Equation (7) has an analytical solution provided by

$$A_0(\omega) = \frac{A\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \left(1 - \left[2 \cos^2(n\pi) - 1 + 2i \frac{\omega}{\omega_0} \sin(n\pi) \cos(n\pi) \right] e^{-i \frac{2\pi n\omega}{\omega_0}} \right). \quad (8)$$

For completeness, the transducer frequency spectrum can also be studied. Assuming a Gaussian spectrum, it can be expressed as

$$G(\omega) = \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_c}{\Delta\omega} \right)^2 \right] \quad (9)$$

where ω_c is the center frequency of the transducer and $\Delta\omega$ is its frequency bandwidth. Since the polarity of the pulse is likely to be inverted upon reflection, the whole spectrum changes from $S(r, \beta, \omega)$ to $-S(r, \beta, \omega)$ and, considering the effect of the transducer both at the emission and at the reception, the recorded A-Scan corresponding to the reflection of a bulk waves on a point reflector at a position (r, β) can finally be expressed as

$$s(t) = - \int_{-\infty}^{\infty} S(r, \beta, \omega) (G(\omega))^2 e^{i\omega t} d\omega \quad (10)$$

It is important to remind that the choice of the tone burst excitation is related to the main objective of this paper, which is to study the generation of Lamb waves excited with such a pulse.

B. Lamb waves

Modeling the propagation of Lamb modes generated with an incident wedge is not as straightforward as it is in the simpler case of bulk waves. While normal mode expansion method has been used by Ditre *et al.* [11] and Rose [12] to define the amplitude of Lamb modes

generated as a function of the traction applied to the surface of a plate, their phase content and beam spreading behavior is as important if one wishes to properly simulate A-Scan signals.

Using the orthogonal nature of Lamb modes, the Lamb wave field can be expressed as a sum over all the possible modes, where the amplitude of each mode propagating in the positive (+) and negative (-) direction along the y -axis is given by [12]

$$A_{\pm\nu}(y) = \frac{e^{\mp ik_\nu y}}{4P_{\nu\nu}} \bar{v}_{\pm\nu}^*(h/2) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{\pm ik_\nu y} \bar{t}(\eta) d\eta \quad (11)$$

where $\bar{v}_{\pm\nu}^*(h/2)$ is the complex conjugate of the particle velocity field of the mode, $P_{\nu\nu}$ is the time-averaged power flow in the y -direction per unit waveguide width (z -axis), k_ν is the angular wavenumber of the propagating mode ν and $\bar{t}(\eta)$ is the top surface traction force defined on the y -axis as

$$\bar{t}(y) = t_y(y)\hat{y} + t_z(y)\hat{z} \quad (12)$$

where $t_y(y)\hat{y}$ and $t_z(y)\hat{z}$ are respectively the shear and normal traction forces applied on the surface. A model of generation of Lamb wave using an angle-wedge presented by Ditri *et al.* [11] and detailed by Rose [12] is illustrated in figure 1. The following resumes the extended presentation made by Rose on the subject, which forms the basis of the model developed in this work.

For a wedge coupled to the plate using a thin layer of nonviscous liquid such as a standard gel couplant, the shear traction $t_y(y)\hat{y}$ is assumed to vanish and only the normal traction $t_z(y)\hat{z}$ is considered. For a monochromatic wave with an incident angle θ , Rose assumed that the traction produced on the top of the plate ($z = h/2$, where h is the thickness of the plate) is of the form

$$\bar{t}(h/2, y) = \begin{cases} p(y \cos(\theta)) |R(\theta)| e^{-ik_w \sin(\theta)y} \hat{z} & |y| \leq \frac{L}{2}, \\ 0 & |y| > \frac{L}{2}, \end{cases} \quad (13)$$

where L represents the length of the illuminated surface along the axis \hat{y} , $|R(\theta)|$ is a numerical factor taking into account the fact that the traction at the wedge-plate interface is in general different from that solely due to the incident wave, and k_w is the angular wave number of the wave propagating in the wedge. The amplitude of the mode v propagating in the positive y -direction can be written, omitting the $e^{i\omega t}$ factor,

$$A_v(y) = \frac{e^{-ik_v y}}{4P_{vv}} \bar{v}_v^*(h/2) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik_w \eta} \bar{t}(\eta) d\eta, \quad (14)$$

leading to

$$A_v(y) = \frac{|R(\theta)|}{4} \frac{v_{vz}^*(h/2)}{P_{vv}} \frac{e^{-ik_v y}}{\cos \theta} \int_{-\infty}^{\infty} p(\alpha) e^{i\beta \alpha} d\alpha. \quad (15)$$

where $v_{vz}^*(h/2)$ is z-component of $\bar{v}_v^*(h/2)$ and $\alpha = y \cos(\theta)$ is the axis parallel to the transducer surface and

$$\beta = \frac{k_v - k_w \sin(\theta)}{\cos(\theta)}. \quad (16)$$

Under this representation, the effects of beam spreading and phase shifting were both neglected. It must be noticed that this formulation has been presented in order to introduce an analytic representation of the Lamb modes generation using simple transducer pressure profile representations. While this formulation may produce accurate results for wave propagating directly in front of the transducer, it can not properly describe the off-axis propagation.

The model proposed in this work is very similar to the one of Ditri *et al.* [11], however it takes into account the effects of beam spreading and phase shifting using the analytical

expression of the pressure field of a circular transducer in the far field [equation (5)]. A schematization of the proposed model is presented in figure 2(a) for a transducer oriented at an angle θ from the normal of the plate, while figure 2(b) illustrates the beam cone projected on the plate for a given divergence angle.

Representing the traction at the surface of the plate along the X-axis, we obtain

$$\bar{t}(h/2, X) = p(X, \theta_i) e^{-i\bar{k}_w(\theta_i) \cdot \bar{r}(\theta_i)} \hat{z} \quad (17)$$

where the constant incidence angle θ is replaced by the variable incidence angle θ_i ranging from $\theta_i = 0^\circ$ to θ_{\max} (limit of the wedge), and where the term $|R(\theta_i)|$ is considered to be constant and set to unity. If the wedge-plate interface is located in the far field of the transducer, then the transducer can be estimated as a point in space and its pressure field as a cone originating from that point [figure 2(b)]. For a circular piston, equation (5) provides the pressure field in polar coordinates $p(r, \beta)$ and allows defining the pressure profile $p(X, \theta_i)$ produced at the surface of the plate from a simple geometrical analysis (not reproduced here). Since the size of the wedge is limited, $p(X, \theta_i)$ can be computed from $\theta_i = 0^\circ$ to θ_{\max} (shaded area of figure 2(a)). Beam spreading and shifting are expressed in the phase of equation (17) with the angular wave number vector $\bar{k}_w(\theta_i)$ and the distance vector $\bar{r}(\theta_i)$, which are oriented on the same axis. The scalar product between $\bar{k}_w(\theta_i)$ and $\bar{r}(\theta_i)$ is given by

$$\bar{k}_w(\theta_i) \cdot \bar{r}(\theta_i) = k_w \sin(\theta_i) X + k_w r_0 \cos(\theta_i - \theta) \quad (18)$$

where r_0 is the distance from the transducer to the axis origin (following the angle θ). The form of equation (17) therefore allows considering the beam spreading through the pressure field profile of the transducer. The new incidence angle θ_i being dependant on the position X , equation (15) then becomes

$$A_v(X) = \left[\frac{v_{vz}^*(h/2)}{4P_{vv}} \right] \left[e^{-ik_v X} \right] \int_0^{X(\theta_{\max})} p(\eta) e^{i\beta\eta - ik_{\eta} r_0 \cos(\theta_i - \theta)} d\eta \quad (19)$$

where

$$\beta = k_v - k_w \sin(\theta_i) \quad (20)$$

The term in the first bracket in equation (18) represents the excitability function of the mode v and solely depends on the mode property, the second bracket expresses the mode propagation at a distance X along the \bar{X} -axis and the integral is the source (transducer and wedge) influence on the mode generation. While equation (19) defines the amplitude of the Lamb modes for a given frequency, a real pulse contains multiple frequencies excited at different amplitudes. Putting back the omitted factor $e^{i\omega t}$, an A-Scan representing the forward propagation of multiple modes v excited using a tone burst pulser finally takes the form

$$s(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) A_0(\omega) \left[\sum_v A_v(\omega) \right] e^{i\omega t} d\omega \quad (21)$$

where $G(\omega)$ describes transducer frequency spectrum [equation (10)].

The generated Lamb modes field being modeled, some approximations were made for the current work. As it was mentioned earlier, the objective of this paper is to define a model for point reflector analysis. We suppose that the point reflector is non-diffracting and is not a source of mode conversion. It is therefore assumed that the pulse-echo measurement of a point reflector can be represented using simple ray tracing along the axis \bar{X} and that the whole generated field propagates back to the transducer. As for bulk waves, the effects of the generation apparatus (transducer frequency bandwidth and mode generation, but not the tone burst pulse excitation) is known to have an effect at the reception and is considered to be identical to that of the excitation. Furthermore, attenuation of the waves is assumed to be inexistent. Considering a probable

polarity change caused by the reflection and no mode conversion, the formulation of an A-Scan representing a pulse-echo response of a Lamb wave field on a point reflector can finally be approximated as

$$s(t) = \sum_v \left\{ - \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\omega) [G(\omega) A_v(\omega)]^2 e^{i\omega t} d\omega \right\} \quad (22)$$

In order to build a complete B-Scan representing the inspection of a point reflector, the formulation of equation (22) is sufficient. If the point reflector is located along the axis \bar{X} at an angle ϕ from the transducer axis y (see figure 3) and assuming an isotropic plate, we can approximate that the generation and propagation of a Lamb mode can be represented solely in the sagittal plane defined by (\bar{X}, \hat{z}) . Equation (22) can therefore be used to simulate the A-Scan corresponding to all the lateral scanning positions by rotating the axis \bar{X} .

While the angle θ was defined as the incidence angle of the transducer, it is only a reference and can be defined arbitrarily. For simplicity, this reference point is taken as the theoretical incidence angle of the mode of interest, which is given by Snell's law, that is

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{k_v}{k_w} \right) \quad (23)$$

for each frequency component considered, which allows to better understand the close relation between Snell's law and the amplitude of the generated mode; according to equations (19-20), the effect of the incident pressure field on the traction force is maximal for an incidence angle respecting Snell's law.

IV. SIMULATIONS AND EXPERIMENTS

A. Bulk waves

In order to verify the model used for bulk waves, a simulation was performed and compared with a real experiment using exactly the same parameters. A 1MHz circular transducer of 13mm in diameter with a frequency bandwidth of 0.25MHz [simulated using the form of equation (10)] was used to inspect a 2mm side-drilled hole (SDH) located at 102mm from the surface in an aluminum block ($V_L = 6348$ m/s). Due to the large ratio of wavelength-to-SDH diameter, this defect can be considered as a point reflector, therefore allowing the comparison between experiments with simulations. Spatial sampling was set to 1mm in order to satisfy the sampling criterion, the number of A-Scans recorded was 70 (1024 points/A-Scan) and the center of the transducer was facing the defect at the 36th scan position. The transducer was excited using a tone burst pulser at a center frequency of 1MHz (4 tone cycles). Figure 4(a) shows the B-Scan obtained from the experiment and figure 4(b) from the simulation, both plotted using the envelope of the A-Scans. It should be noted that zeroes were padded to the B-Scan data matrix in order to bring it to 1024x128 points. Figure 5 shows examples of experimental and simulated A-Scans, normalized to the maximum envelope value of their respective B-Scan, while figure 6 show lateral plots of the B-Scan taken at various positions on the time axis and normalized the same way. The main difference between experiment and simulation is the presence of additional echoes in the experimental data that are not present in simulated data, which are additional reflections of the SDH due to the geometry of the test piece. Still, both the A-Scans and the

lateral plots present high similarities between experiments and simulations, confirming the validity of the developed model for bulk waves.

Since these simulations are meant to be used to study the lateral resolution of the SAFT algorithm, it is important to verify that applying the SAFT algorithm on the simulated data provides results close to that of experimental data. Figure 7 shows the SAFT images obtained from the experimental [figure 7(a)] and simulated data [figure 7(b)], where only small variations can be observed in the form of ghost echoes appearing in the experimental B-Scan beside the point spread function (PSF). These ghost echoes are consistent with the additional reflections observed in the original B-Scan [figure 4(a)] and do not affect the PSF of the main reflection. A comparison between the lateral plot of both SAFT data [figure 8] shows that an identical lateral resolution is obtained in both situations.

B. Lamb waves

Interesting characteristics concerning mode excitation can be derived from the simulation model presented in this paper. While the amplitude of guided modes excited directly in front of a transducer-wedge arrangement was studied by Ditre *et al.* [11], angular profile information are provided by the current model.

Referring to figure 3, we can expect the wave mode generation behavior to vary as the angle ϕ between the propagation path \vec{X} and the transducer axis y increases, due to the variations of the incident angular pressure profile. Thus, the diameter of the transducer should not only have an influence on the mode generation along the transducer axis, but also on the excitation behavior as the angle ϕ increases. In order to confirm and illustrate these two

assumptions, simulations were performed for the generation of the S_I mode in a 6.12mm 1018 steel plate ($V_T = 3177$ m/s, $V_L = 5842$ m/s) using a Perspex wedge ($V_L = 2720$ m/s). Figure 9 shows a contour plot of the amplitude of the S_I mode generated along the transducer axis y for this plate and wedge configuration and using transducers of diameters of (a) 6.5mm and (b) 13mm. These figures represent the Fourier amplitude of the excitation (contour plots are coded with shades of gray on a dB scale) as a function of the wedge incidence angle only, as provided by Eq. (19), without considering the transducer frequency bandwidth and excitation signal. The dotted and solid lines presented over these contour plots, respectively correspond to the theoretical incidence angle obtained from Snell's law using the velocity dispersion curve of the mode and the incidence angles corresponding to the maximum excitation amplitude calculated for each frequency component. These results clearly show the influence of the transducer element size, as was demonstrated by Ditri *et al.* [11], where the 13mm element exhibits a better correspondence between the theoretical and calculated incidence angles as well as a higher concentration of the excitation amplitude near the theoretical incidence angles than the 6.5mm element. The lower frequency components displayed in figure 9 correspond to the cutoff frequency of the mode, where we can see that the excitation is quasi-independent of the incidence angle and correspond to the highest excitation amplitudes.

Figure 10 (a) and (b) illustrates the different behavior of the excitation amplitude outside the transducer axis for an angle $\phi = 13.6^\circ$, respectively normalized to $\phi = 0^\circ$ (the dB scale is the same as in figure 9(b) in this situation) and normalized to itself. While figure 10(a) shows the drop of amplitude due to the beam spread of the transducer element, figure 10(b) illustrates the excitation amplitude pattern obtained for $\phi \neq 0^\circ$, differing from the one computed for $\phi = 0^\circ$

[figure 9(b)]. This pattern is the combined result of a different transducer pressure profile along the corresponding \bar{X} axis and a different phase matching.

The influence of the deviation angle ϕ on the excitation is finally presented in figure 11 for (a) a fixed incidence angle of 35° and (b) a frequency of 1.2MHz. In order to see more easily the relationship between the excitation and the position of a defect, these results are not presented as a function of the angle ϕ but rather by the angle ψ between the central hit point along the transducer axis and the defect position on the plate (see figure 3). In the present case, the excitation behavior is observed assuming that the wedge looks at a defect located at an axial distance of 203mm from the wedge-plate interface at the considered incidence angle and at lateral positions corresponding to angles ψ from 0° to 25° by steps of 5° as labeled on figure 11 (the corresponding angles ϕ are 0° , 4.5° , 9° , 12.6° , 18.2° and 22.8°). The curves labeled 0° and 15° are respectively taken from figures 9(b) and 10(a). Figure 11 (a) illustrates the variations in the excitation amplitudes for a fixed incidence angle of 35° as the defect is located further and further from the transducer axis. Other than the decreasing of the amplitude, it is also interesting to note the variations in the curves behavior, especially at 1.2MHz where the amplitude tends towards 0 as ψ goes up to 20° , but increases again at 25° . Figure 11(b) shows the behavior of the amplitude at 1.2MHz, again illustrating the large variations of the excitation pattern as a function of the angle between the transducer axis and the defect position, for various incidence angle values.

The conclusion arising from these simulations is the strong dependence of excitation amplitude angular profile on the transducer element size and incidence angle. Furthermore, since the excitability of Lamb modes is different from one mode to another and is frequency dependant, the wave beam angular profile should exhibit particular behavior depending on the

mode, transducer and wedge configuration and the lateral imaging resolution of an algorithm such as the SAFT may exhibit variations since it relies on the angular profile. The model presented in this paper should therefore help in predicting the behavior of such an imaging process by a proper set of simulations.

The Lamb wave simulation model was therefore experimentally validated by reproducing a set of Lamb wave data acquired with an experimental setup approaching point reflector conditions. A 1MHz, 13mm circular transducer (0.25MHz bandwidth) mounted on a Perspex wedge ($V_L = 2720$ m/s) with an incidence angle of approximately 37° and a height of 31.2mm was used to optimize the generation of the A_1 mode using a 4 cycles tone burst pulse at 780 kHz in a 6.12mm 1018 steel plate ($V_T = 3177$ m/s, $V_L = 5842$ m/s). The wavelength of the mode at the center frequency being of approximately 5mm, a spatial sampling of 1.27mm (1/20 inch) was used to respect sampling criteria and a total of 165 A-Scans of 4096 points were recorded. A through hole having a diameter of 3mm was inspected at a distance of approximately 202mm from the wedge. Considering the wavelength of the mode being excited, this defect can be considered as a point reflector and a comparison with simulations could be performed. For the simulations, the transducer frequency bandwidth was not estimated using equation (10) but was rather taken from a real measurement.

Figure 12 shows the experimental B-Scan image (a) along with a simulation of the inspection considering the A_1 mode only (b). These results show a similar behavior in terms of curvature of the echoes from the hole. Two obvious differences can however be observed between both results: the defect echoes of the experimental data present a pattern with lobes as well as a different pattern in the faint echoes between 120 and 200 μ s. The darker area prior to 120 μ s in figure 12(a) is mainly caused by internal reflections and reverberations in the wedge.

It might be tempting to interpret the presence of lobes in figure 12 as a diffraction pattern. However, this behavior is caused by a superposition of the echoes of the hole with faint echoes from the far border of the plate (the parallel lines between 240 and 280 μs are clear indications of the nature of the echoes). In order to verify this assumption, an A-Scan of the reflection from the border of the plate was normalized and added to the B-Scan obtained from the simulation (the scanning line was approximately parallel to the border of the plate, allowing to perform this operation). Figure 13(a) shows the B-Scan obtained by summing the simulated reflection of the A_1 mode with the experimental A-Scan of the plate border. While this result confirms the nature of the lobes, it fails to reproduce the pattern of the faint echoes between approximately 120 and 200 μs . However, adding the contribution of the S_1 , A_2 and S_2 modes to the same data set [figure 13(b)] does visually reproduce the expected behavior for the whole B-Scan, as illustrated by zooming on the area of interest in figure 13(c) to (e). This result confirms in some way the expected behavior that modes that do not satisfy Snell's law are also generated when using a finite source, however with a substantially lower amplitude level.

The results presented in figure 13 seem to indicate that the proposed model is suitable to simulate B-Scans representing the inspection of point reflectors and that the relative contributions of the different possible modes are simulated with enough accuracy to reproduce a realistic B-Scan. Still, in order to properly verify the results obtained from the simulation, both the experimental and the simulated multi-modal B-Scan [figure 13(b)] were compared using other representations. Figure 14(a) presents a comparison of the A-Scans taken from both sets of data at the defect lateral position, while figure 14(c) and (d) show lateral plots taken from the B-Scans at the defect axial position, all of them being normalized to the maximum amplitude of their respective B-Scans. These comparisons show that a good correlation can be also observed

in the temporal behavior between both the experiment and the simulation, i.e. that the echoes recorded from different lateral position are correctly placed on the time axis. This result is important since it responds to one of the major objectives of this work, which is to represent phase and beam spreading accurately for a further analysis of SAFT resolution.

An additional verification was carried out on this data set to verify that the frequency content of the simulated data is similar to that of the experimental data. Figure 15 show the frequency spectrum of (a) the experimental data, (b) the contribution of all modes without adding the plate border echoes, and (c) with the addition of the plate border echoes. Once again, this result shows an excellent agreement between experiment and simulation and highlights the expected contribution of the plate border echoes to the B-Scans.

Since the objective of this paper is to build a model that provides enough phase and beam spreading information to be used to define the resolution of the L-SAFT algorithm [1,2], a final comparison was done by applying the L-SAFT algorithm to the experimental and simulated data. Figure 16(a) shows a contour plot of the PSF constructed with the L-SAFT algorithm for the experimental and simulated data [B-Scan presented in figure 13 (b)]. A small discrepancy can be observed between the experimental and simulated data, especially along the axial direction. This behavior can be observed in figure 16(b), which is the axial plot of the defect function at the defect lateral position, where the oscillations of the defect response do not perfectly match. However, the axial and lateral profiles of the PSF at the defect position, which are respectively plotted in figure 16(c) and (d), show that this difference is minimal and that both the lateral and axial extend of the PSF are almost identical at -6dB, which is the resolution of the L-SAFT algorithm. The difference between the PSF of the experimental and simulated data could be the result of errors caused by the far field approximation or errors in the estimation of the tone burst

response, plate thickness and mechanical properties. Other sources of errors may come from the approximation of the point reflector made on the 3mm hole or from mode conversion on the hole, which is not considered in the model. Still, the axial and lateral positioning of the defect is accurate and the PSF appears to be sufficiently well simulated to properly study the resolution of the L-SAFT at the -6dB reference level.

V. CONCLUSION

In this paper, we have presented a model allowing the simulation of a Lamb wave beam generation and propagation using an angle-wedge beam using a far field approximation of a circular transducer and normal mode expansion of Lamb modes in an isotropic plate. The objective of this paper was to develop a model describing mode excitation and propagation to generate synthetic B-Scans of a point reflector for ultrasonic bulk and especially Lamb waves. This model is to be used to study the resolution L-SAFT algorithm in the particular case of angle beam wedge generation of Lamb modes.

The B-Scan simulation model was first confirmed experimentally for the simpler case of bulk waves in an aluminum block containing point-like reflectors and a good correlation was obtained between real and simulated data. A qualitative analysis of the Lamb wave beam behavior using a symmetric mode in a stainless steel plate was then performed, illustrating the angular variations of the generated Lamb modes as a function of the circular element size, wedge incidence angle and excitation frequency. The accuracy of the model to predict the B-Scan resulting from the inspection of a point reflector was confirmed by comparing simulated data with an experiment approaching point reflector conditions, both for the predicted B-Scan and its

Fourier content. Both sets of data were also processed using a SAFT algorithm adapted to Lamb waves (L-SAFT) and, once again, good agreement was obtained between simulated and experimental data.

While the model presented in this paper is based on the use of a circular transducer, its validity may be extended to other geometries (e.g. rectangular transducer). The simulation of the inspection of a point reflector may also be extended to the inspection of a real defect configuration by properly modeling its response.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors thank the Auto 21 Network Centre of Excellence (Canada) and NSERC for their financial support. René Sicard also thanks the Fonds québécois de la recherche sur la nature et les technologies (FQRNT funds) of the Québec government for a student fellowship and TecScan Systems Inc. for a loan of equipment.

REFERENCES

- [1] R. Sicard, J. Goyette, D. E. Zellouf, "A SAFT algorithm for Lamb wave imaging of isotropic plate-like structures", *Ultrasonics*, vol. 39, pp. 487-494, 2002.
- [2] R. Sicard, A. Chahbaz, J. Goyette, "Guided Lamb waves and L-SAFT processing technique for enhanced detection and imaging of corrosion defects in plates with small depth-to-wavelength ratio", *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, vol. 51, no. 10, pp. 1287-1297, 2004.
- [3] J. Davies, F. Simonetti, M. Lowe, and P. Cawley, "Review of synthetically focused guided wave imaging techniques with application to defect sizing", in *Proc. Rev. Prog. Quantitative Nondestructive Eval., Amer. Inst. Phys. Conf.*, vol. 25, pp. 142-149, 2000.
- [4] P. D. Wilcox, P. Cawley, and M. J. S. Lowe, "Acoustic fields from PVDF interdigital transducers", *IEE Proc. Sci. Meas. Technol.*, vol. 145, no. 5, pp. 250-259, 1998.
- [5] F. L. Degertekin, and B. T. Khuri-Yakub, "Single mode Lamb wave excitation in thin plates by Hertzian contacts", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 2, pp. 146-148, 1996.
- [6] J.C. Cheng, T.H.Wang, and S.Y. Zhang, "Normal mode expansion method for laser-generated ultrasonic Lamb waves in orthotropic thin plates", *Appl. Phys. B*, vol. 70, pp. 57-63, 2000.
- [7] E. Moulin, S. Grondel, M. Baouahi, and J. Assad, "Pseudo-3D modeling of a surface-bonded Lamb wave source (L)", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 119, no. 5, pp. 2575-2578, 2006.
- [8] E. Moulin, J. Assaad, and C. Delebarre, "Modeling of Lamb waves generated by integrated transducers in composite plates using a coupled finite element-normal modes expansion method", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 107, no. 1, pp. 87-94, 2000.

- [9] R. Briers, O. Leroy, and G. Shkerdin, "A liquid wedge as generating technique for Lamb and Rayleigh waves", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 102, no. 4, pp. 2117-2124, 1997.
- [10] X. Jia, "Modal analysis of Lamb wave generation in elastic plates by liquid wedge transducers", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 101, no. 2, pp. 834-842, 1997.
- [11] J. J. Ditri and K. Rajana, "An experimental study of the angular dependance of Lamb wave excitation amplitudes", *Journal of Sound and Vibration*, vol. 204, no. 5, pp. 755-768, 1997.
- [12] J. L. Rose, *Ultrasonic Waves in Solid Media*, Cambridge University Press, Cambridge (1999).
- [13] I. Núñez, R.K. Ing, C. Negreira, and M. Fink, "Transfer and Green functions based on modal analysis for Lamb waves generation", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 107, no. 5, pp. 2370-2378, 2000.
- [14] C. Potel, S. Baly, J.-F. De Belleval, M. Lowe, and P. Gagniol, "Deviation of a monochromatic Lamb wave beam in anisotropic multilayered media: Asymptotic analysis, numerical and experimental results", *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, vol. 52, no. 6, pp. 987-1001, 2005.
- [15] D. Royer and E. Dieulesaint, *Elastic Waves in Solids I, Free and Guided Propagation*, Berlin: Springer-Verlag, 2000, chap. 5.

FIGURES AND CAPTIONS

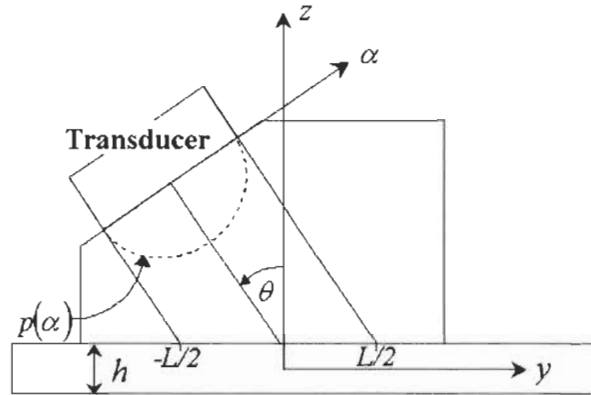


Fig. 1 Illustration of the generation of Lamb waves using a wedge as presented by Ditri *et al.* [11].

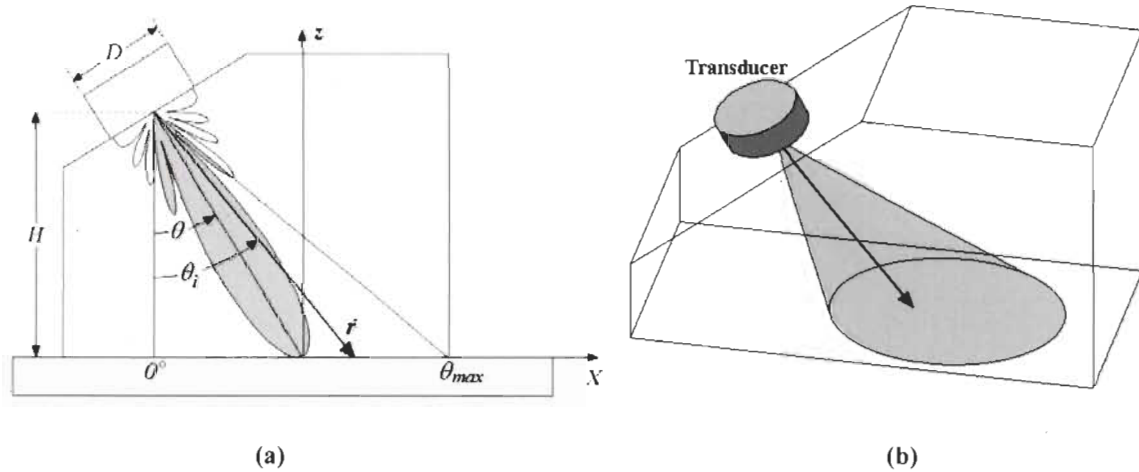


Fig. 2. Representation of the far field approximation of a circular transducer source mounted on a wedge for the generation of Lamb waves. (a) Side view (representation of the amplitude of the beam generated by the circular aperture) ; (b) 3D projection of the surface covered by an hypothetical incident beam

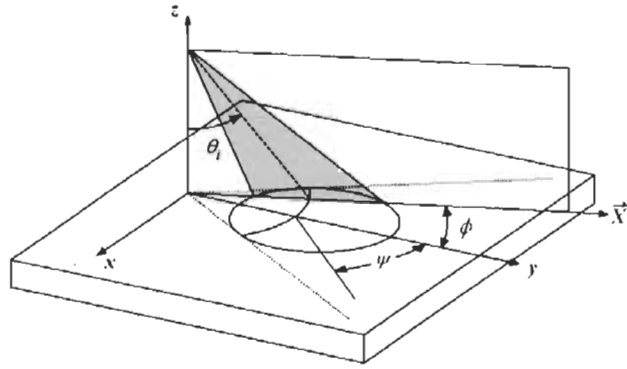
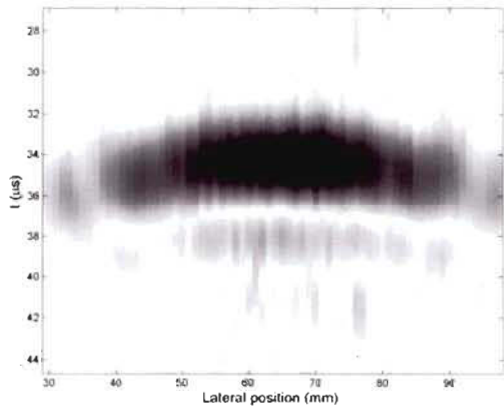
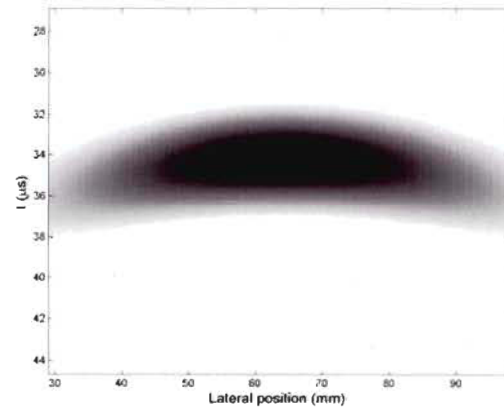


Fig. 3. Schematization of the incident waves within the sagittal plane (\bar{X}, \hat{z}) .

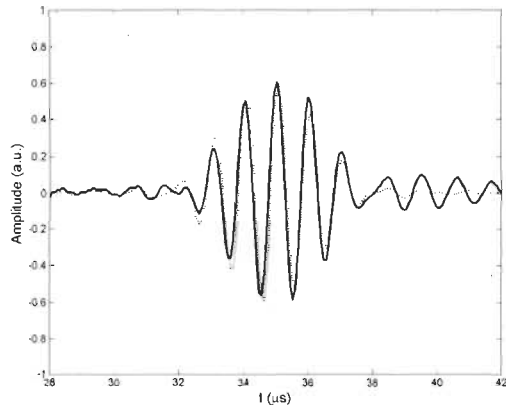


(a)

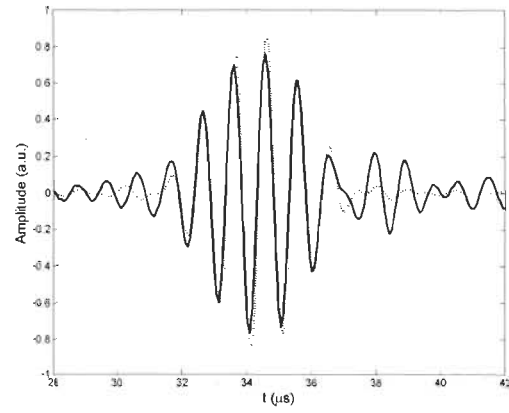


(b)

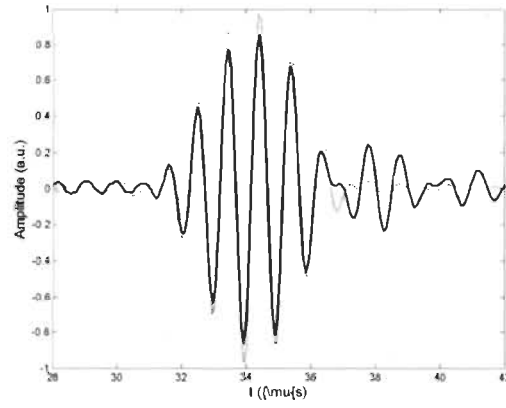
Fig. 4. Comparison between the B-Scans obtained for the inspection of the aluminum block. (a) Real data ; (b) Simulated data.



(a)

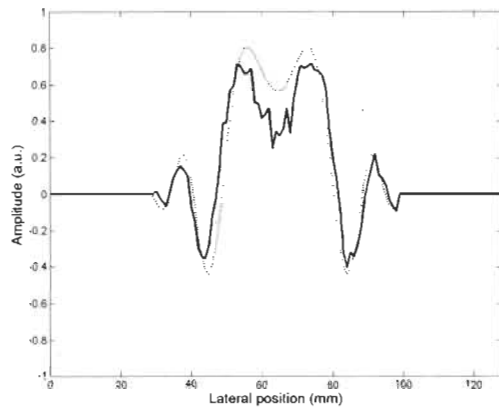


(b)

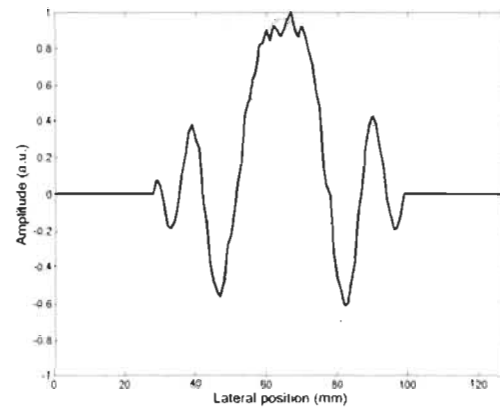


(c)

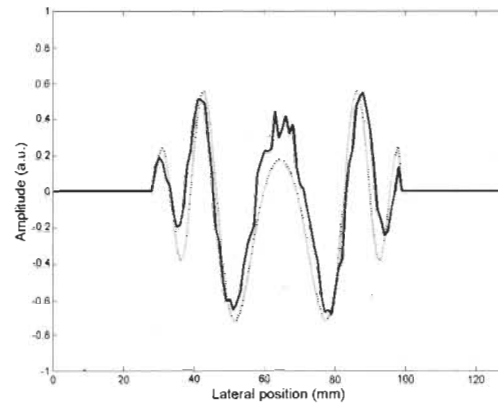
Fig. 5. Comparison of A-Scans of the experimental (solid lines) and simulated (dotted lines) B-Scans taken at lateral positions of (a) 45mm ; (b) 55mm ; (c) 65mm (defect position). All plots were normalized to the maximum envelope value of their corresponding B-Scan.



(a)



(b)



(c)

Fig. 6. Comparison of lateral plots of the experimental (solid lines) and simulated (dotted lines) B-Scans taken at (a) 33,6 μ s ; (b) 34,4 μ s ; (c) 35,2 μ s. All plots were normalized to the maximum envelope value of their corresponding B-Scan.

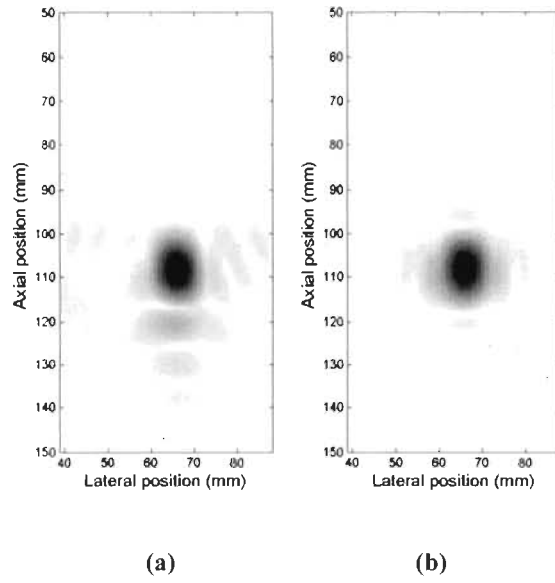


Fig. 7. Comparison of the SAFT image of the inspection in the aluminum block produced from (a) experimental data ; (b) Simulated data.

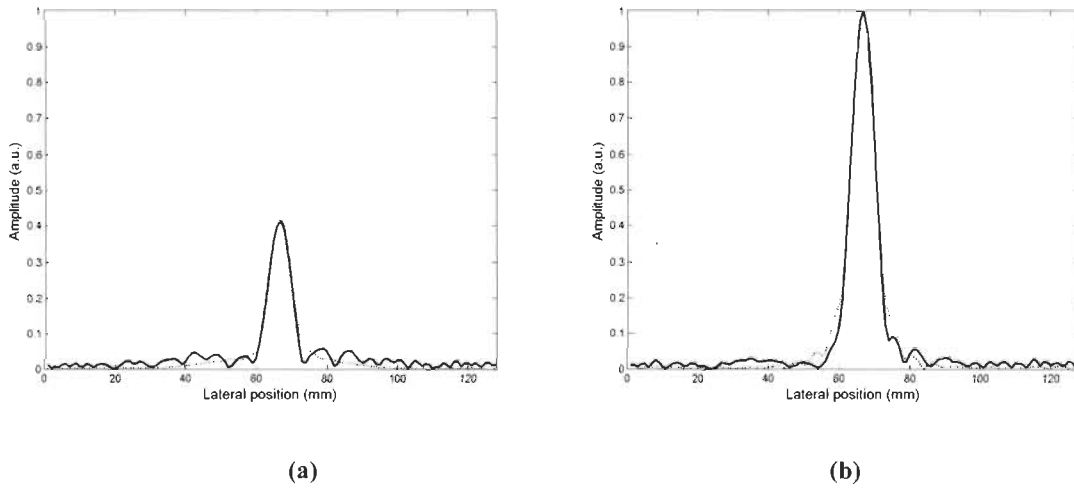


Fig. 8. Comparison of lateral plots of the PSF of the SAFT image produced from the experimental (solid lines) and simulated (dotted lines) B-Scans and taken at (a) 102mm (defect axial position) ; (b) the axial position of maximum amplitude. All plots were normalized to the maximum envelope value of their corresponding SAFT image.

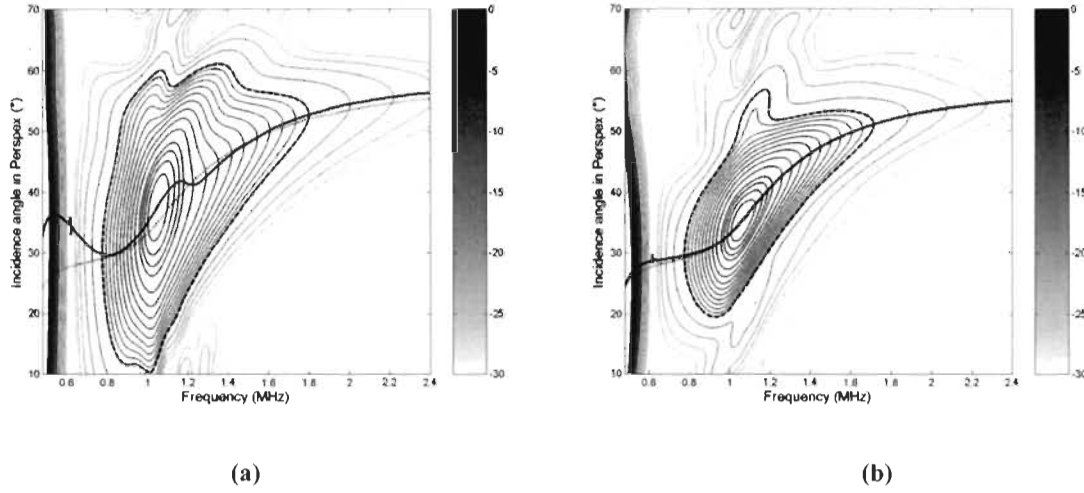


Fig. 9. Influence of the transducer element diameter on the S_I mode generation behavior in a 6.12mm, 1018 steel plate in terms of incident angle in Perspex as a function of frequency for a circular transducer of (a) 6.5mm diameter ; (b) 13mm diameter. Dotted line: theoretical incidence angle curve according to Snell's law; Bold line: curve of maximum mode amplitude position ; Bold dashed line: -12dB limit.

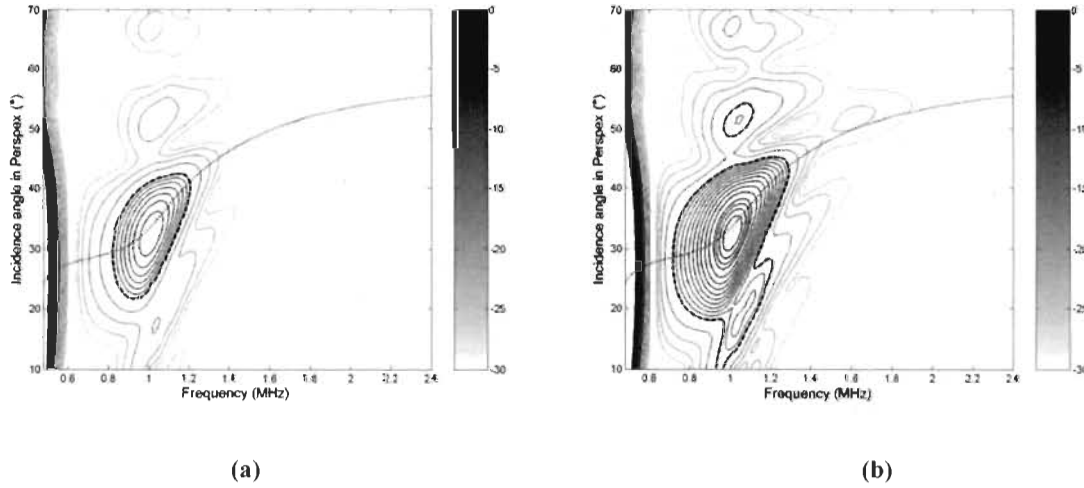
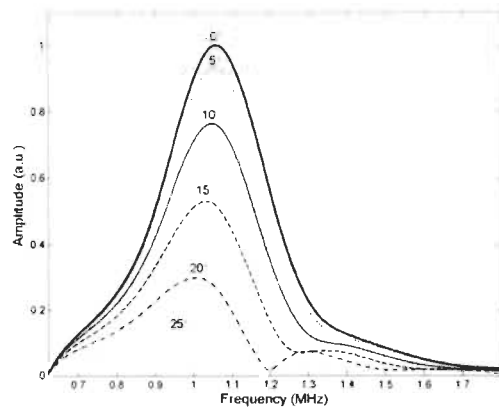
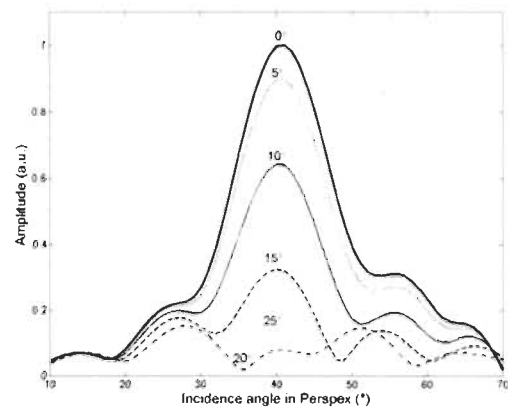


Fig. 10. Influence of the beam deviation on the S_I mode generation behavior in a 6.12mm, 1018 steel plate for a circular transducer of 13mm in diameter in terms of incident angle in Perspex as a function of frequency for a beam deviation of $\phi = 13.6^\circ$ and normalized to (a) $\phi = 0^\circ$; (b) itself. Dotted line: theoretical incidence angle curve according to Snell's law; Bold dashed line: -12dB limit.

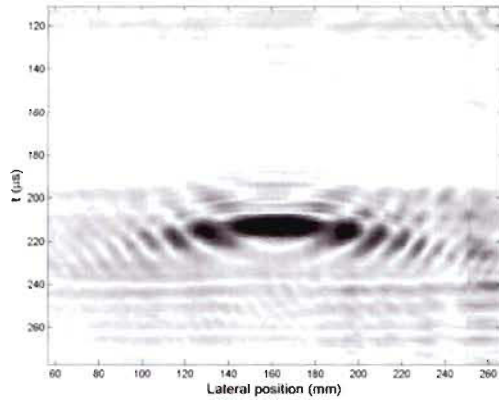


(a)

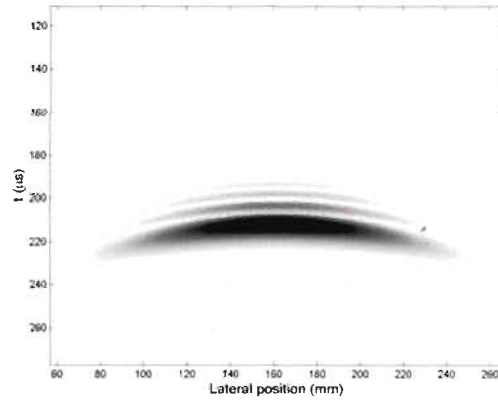


(b)

Fig. 11. Variations of the generated S_1 mode amplitude in a 1018 steel plate (6.18mm) for various angles ψ as a function of (a) frequency for an incidence angle of 35° ; (b) incidence angle at 1.2MHz.

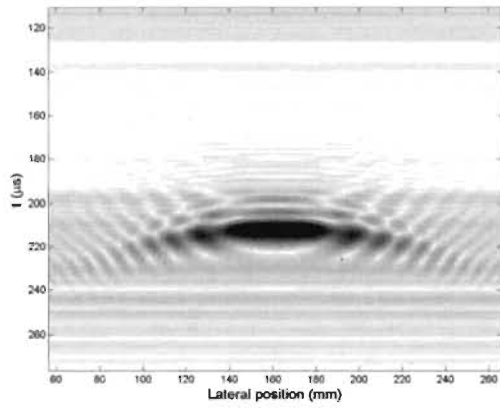


(a)

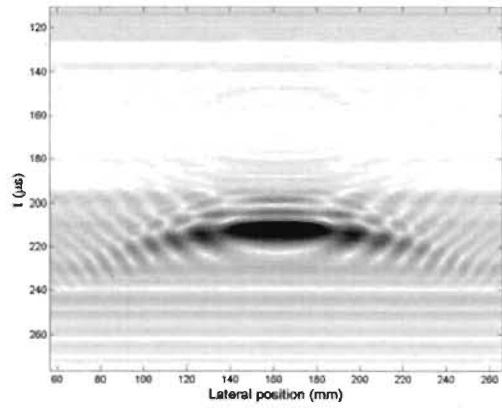


(b)

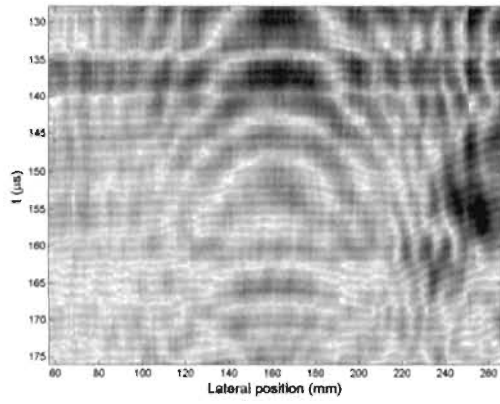
Fig. 12. B-Scans obtained on the stainless steel plate from (a) experimental data; (b) simulated data (A_1 mode only).



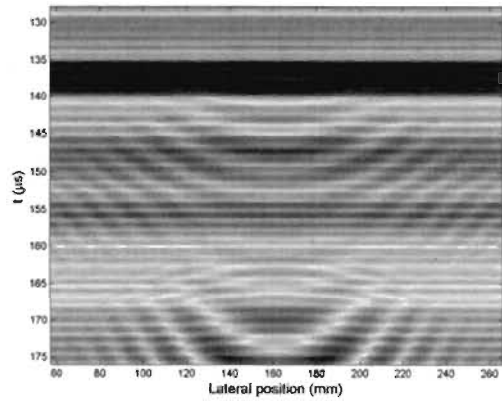
(a)



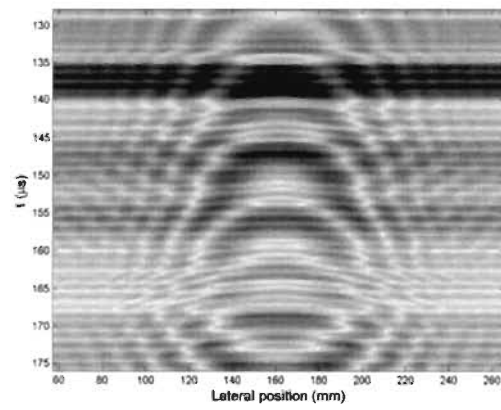
(b)



(c)



(d)



(e)

Fig. 13. B-Scans obtained for the inspection of the 1018 stainless steel plate. (a) simulated data considering the A_1 mode only added to the effects of the backwall echo; (b) simulated data considering the A_1 , A_2 , S_1 and S_2 modes added to the effects of the backwall echo; (c) zoom in on experimental B-Scan ; (d) zoom-in on (a); (e) zoom-in on (b).

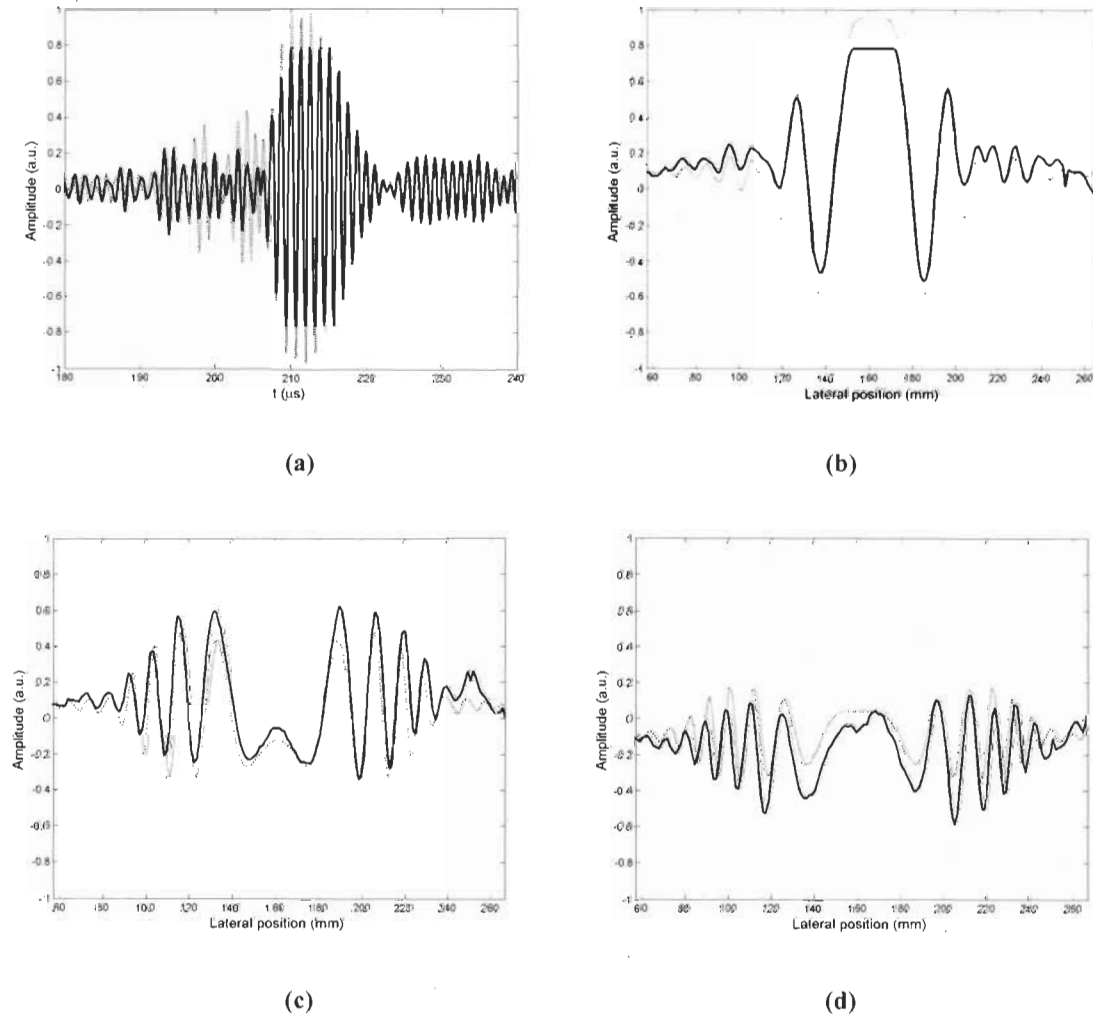
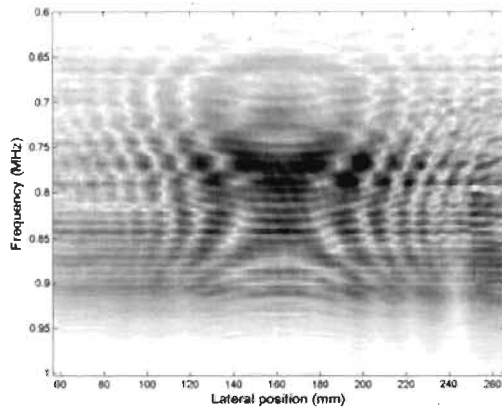
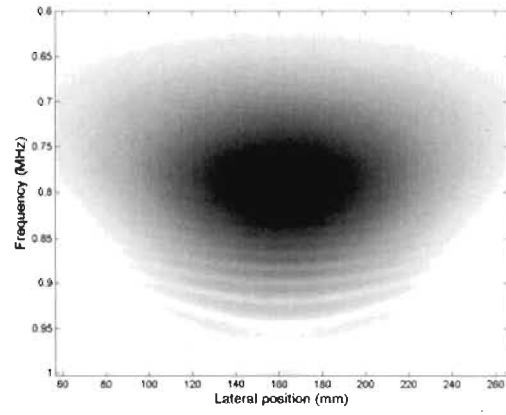


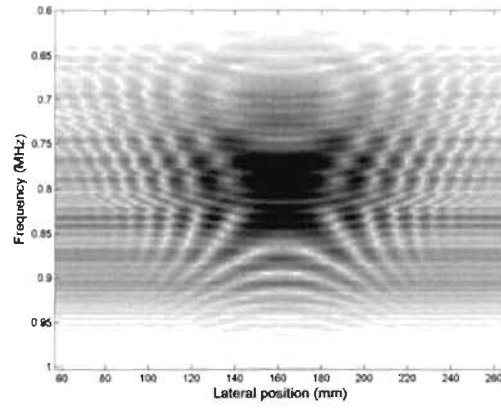
Fig. 14. Comparison between the simulated and experimental B-scans for (a) axial profile of the A-Scan at the defect position; (b) lateral profile at a time-of-flight of 211.4 μs ; (c) lateral profile at 218.6 μs ; (d) lateral profile at 221.6 μs . Solid line: experimental data ; Dotted line: simulated data



(a)

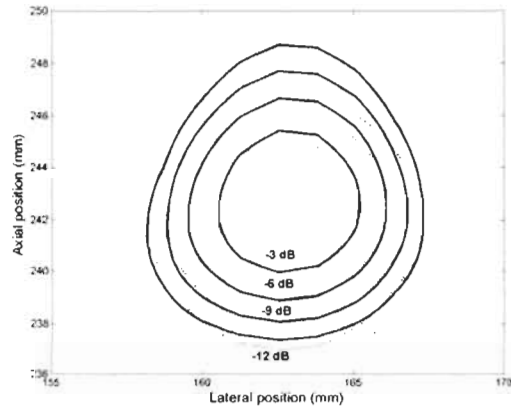


(b)

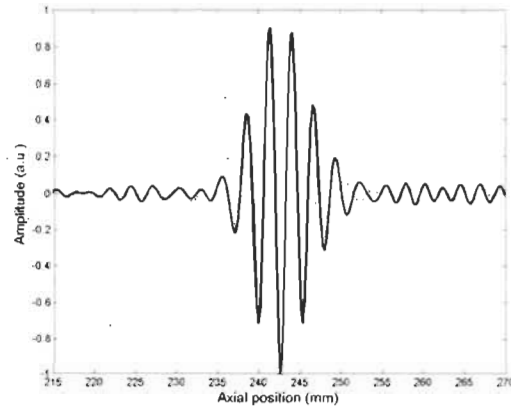


(c)

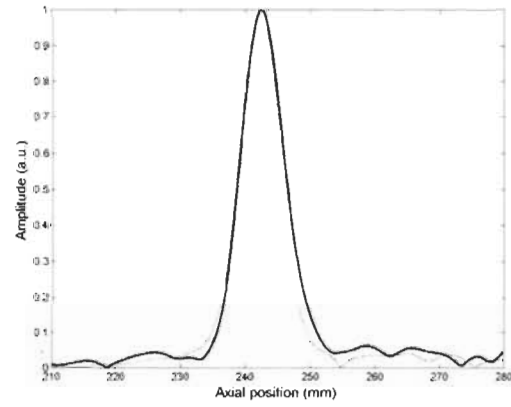
Fig. 15. Frequency spectrum as a function of lateral scanning position for (a) experimental data ; (b) A_1 , A_2 , S_1 and S_2 modes without the contribution of the plate border echoes ; (c) same as (b) including the contribution of the plate border echoes.



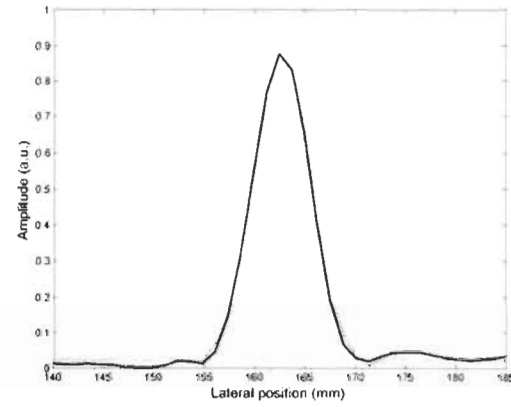
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 16. Results obtained by applying the L-SAFT algorithm to the experimental (solid lines) and simulated (dotted lines) data (a) contour plot of the PSF ; (b) axial response of the PSF at the defect position in an A-Scan representation ; (c) axial result of the PSF at the defect position ; (d) lateral result of the PSF at the defect position.

8.2 Discussions supplémentaires

Au cours des travaux portant sur la résolution du SAFT, la revue de la littérature effectuée sur le sujet a permis de soulever quelques disparités entre les différentes définitions de la résolution. La section suivante présente donc les résultats de cette analyse, ainsi que l'extrapolation de la résolution pour un SAFT par ondes de volume pour le problème multicouches. Par la suite, la résolution des images SAFT produites pour l'article II est analysée par la méthode de simulation présentée à l'article III et comparée aux valeurs mesurées et présentées dans l'article II.

8.2.1 *Résolution théorique de l'algorithme de focalisation SAFT 2D*

La résolution théorique de l'algorithme SAFT a été dérivée par plusieurs auteurs par une analyse du PSF. Toutefois, la définition de la résolution elle-même semble être empirique et varie d'un auteur à l'autre. Du point de vue d'un système optique de diffraction, la résolution est généralement définie à partir du critère de Rayleigh, soit la distance séparant le centre du patron de diffraction (patron de Airy dans le cas d'une ouverture circulaire) et le premier zéro du patron [27], définition jugée équivalente à la largeur à mi-hauteur (-6dB) du lobe principal du patron de diffraction. Ce critère en est en fait un de discrimination des maximums de deux patrons de diffractions lorsque ceux-ci sont superposés (ou sommés). Il appert que lorsque deux patrons de diffraction sont séparés d'une largeur à mi-hauteur, leurs maximums deviennent distinguables. Cette définition fait consensus pour définir la résolution latérale du SAFT. Par contre, la résolution axiale est parfois définie avec le critère de Rayleigh ou par la pleine longueur de l'écho résultant du SAFT, soit l'équivalent de la distance séparant les premiers zéros du patron de diffraction. Une étude des différentes définitions de la résolution trouvées dans la littérature s'est par conséquent avérée nécessaire.

8.2.2 Résolution latérale

Tel que mentionné précédemment, plusieurs auteurs ont effectué une analyse de la résolution du SAFT à partir d'une analyse du PSF. La résolution latérale (largeur à mi-hauteur d'un réflecteur ponctuel après focalisation par le SAFT) a été dérivée pour une source ponctuelle en limitant l'angle de divergence de la source ou pour un transducteur réel dont la divergence est définie par le modèle du transducteur. Bien que la plupart des auteurs présentent des formes similaires de la résolution latérale, quelques différences apparaissent entre celles-ci.

Thompson [34] et Ganansia *et al.* [35] présentent la résolution latérale Δx du SAFT sous la forme

$$\Delta x = \frac{\lambda}{4 \tan(\alpha)}, \quad (8.1)$$

où λ est la longueur d'onde et α l'angle de divergence (demi ouverture) de la source. Une expression différente est présentée par Lévesque *et al.* [36], soit

$$\Delta x = \frac{y}{A} V_p \Delta t, \quad (8.2)$$

où Δt est la longueur du pulse ultrasonore émis, y est la profondeur de reconstruction, V_p est la vitesse de phase et A est la longueur de l'ouverture. Écrivant cette expression en fonction de l'angle de divergence, nous obtenons

$$\Delta x = \frac{V_p \Delta t}{2 \tan(\alpha)}, \quad (8.3)$$

qui diffère de l'équation (8.1) de Thompson par sa dépendance en la longueur du pulse. Pour sa part, Nagai [37] et Schmitz *et al.* [38] présentent une expression légèrement différente de Thompson mais équivalente pour de petits angles de divergence, soit

$$\Delta x = \max \left\{ \begin{array}{l} \frac{\lambda}{4 \sin(\alpha)} \\ \text{Incrément de scan} \end{array} \right. . \quad (8.4)$$

Une expression quasi-équivalente est présentée par Ozaki *et al.* [39], soit

$$\Delta x = \frac{0.6\lambda}{2 \sin(\alpha)} . \quad (8.5)$$

Les différentes définitions de la résolution présentées ici sont celles correspondant à une inspection dans un seul matériau. Or, dans le cas d'un système multicouche, la résolution ne s'exprime pas en fonction de l'angle de divergence de la source (transducteur), mais plutôt en fonction de l'angle de réfraction ϕ dans le second milieu correspondant à l'angle de divergence du transducteur. Si V_w est la vitesse de phase dans le premier milieu, pour des ondes de volume, l'angle de divergence α doit ainsi être remplacé par

$$\alpha \rightarrow \phi = \sin^{-1} \left(\frac{V_p}{V_w} \sin(\alpha) \right) . \quad (8.6)$$

De la même façon, l'angle à considérer pour la résolution du SAFT pour plus de deux couches s'exprime en considérant l'angle ϕ_n du milieu de construction n de l'image en considérant la réfraction à chacune des interfaces.

8.2.3 Résolution axiale

Alors que la définition empirique de la résolution latérale est la même pour tous les auteurs, il n'existe pas de définition commune pour la résolution axiale dans la littérature et l'expression mathématique de la résolution axiale prend plusieurs formes. Thompson [34] et Ganansia *et al.* [35] proposent une résolution axiale sous la forme

$$\Delta y = \frac{V_p \Delta t}{4}, \quad (8.7)$$

Dans ce cas, la résolution axiale correspond à la distance entre le centre du patron de diffraction et la première position où le PSF est nul. Pour leur part, Lévesque *et al.* [36] et Ozaki *et al.* [39] présentent la résolution axiale sous la forme

$$\Delta y = \frac{V_p \Delta t}{2}. \quad (8.8)$$

Ces expressions définissant la résolution axiale ne tiennent cependant pas compte de l'angle de divergence des ondes et considèrent que la résolution s'exprime en fonction du nombre d'onde angulaire k plutôt que sa composante k_y parallèle à l'axe d'intérêt ; ces expressions ne sont par conséquent valides que pour des transducteurs à large ouverture, i.e. sans divergence.

Nagai [37], qui a publié une méthode SAFT dans le domaine de Fourier par la méthode de changement de variables présentée au chapitre IV, a effectué une étude approfondie de la résolution en utilisant comme expression de base

$$\Delta y = \frac{1}{\Delta \sigma_y}, \quad (8.9)$$

où σ_y est la composante parallèle à l'axe sous étude du nombre d'onde $\sigma = k/2\pi$, d'où il a obtenu

$$\Delta y = \left[\sqrt{(2\sigma_{\max})^2 - \left(\frac{1}{2\Delta x}\right)^2} - 2\sigma_{\min} \right]^{-1}, \quad (8.10)$$

où σ_{\min} et σ_{\max} sont respectivement les limites inférieure et supérieure de la bande de nombres d'onde, et où Δx est la résolution latérale. Ce résultat est basé sur les suppositions suivantes

$$\left. \begin{aligned} \sigma_y &= \sqrt{(2\sigma)^2 - \sigma_x^2} \\ \sigma_{x_{\min}} &= 0 \\ \Delta x &= \frac{1}{2\Delta\sigma_x} = \frac{1}{2\sigma_{x_{\max}}} \end{aligned} \right\}, \quad (8.11)$$

où le facteur 2 appliqué sur σ dans l'expression de σ_y est pour le mode pulse-écho (formulation 2D de l'équation (4.15)). L'équation (8.10) est équivalente à (8.7), soit la demi-longueur du pulse reconstruit. D'autre part, si la divergence est nulle ($\alpha = 0^\circ$), alors $(\Delta x)^{-1} = 0$ et l'équation (8.10) est équivalente à l'équation (8.8). La longueur totale du pulse s'écrit donc, sous la forme de (8.10),

$$\Delta y = 2 \left[\sqrt{(2\sigma_{\max})^2 - \left(\frac{1}{2\Delta x}\right)^2} - 2\sigma_{\min} \right]^{-1}, \quad (8.12)$$

8.2.4 Détermination des expressions adéquates de la résolution pour un SAFT 2D : résolution latérale

Afin de déterminer quelles sont les expressions les plus adéquates pour exprimer la résolution du SAFT 2D, une série de simulations a été effectuée en considérant des sources (transducteurs) ponctuelles hypothétiques dont l'ouverture angulaire (angle de divergence α) est limitée, c'est-à-dire que l'intensité des ondes émises est identique sur toute l'ouverture angulaire de la sonde et tombe à zéro à l'extérieur de l'angle de divergence considéré. Il est important de souligner que cette méthodologie correspond à celle employée pour définir le PSF analytiquement. Ainsi, plusieurs B-Scans ont été simulés pour une inspection pulse-écho d'un défaut ponctuel localisé à une position commune à chacune des simulations. Chacun de ces B-Scans a été analysé par le SAFT afin de mesurer l'étalement de l'écho du défaut ponctuel reconstruit et générer les courbes de résolution en fonction de l'angle de divergence de la source. Trois situations ont été analysées, soit la détermination de l'expression adéquate exprimant la résolution latérale et axiale pour une onde de volume se propageant dans un seul milieu, la confirmation de l'hypothèse posée en (8.6) pour une propagation multicouche, ainsi que l'effet de la dispersion de vitesse d'un mode de Lamb généré à même le plan de la plaque (sans milieu intermédiaire). Les paramètres employés pour chacune des séries de B-Scans simulés sont présentés aux tableaux 8.1 et 8.2.

Tableau 8.1. Propriétés communes à l'ensemble des B-Scans simulés (λ_0 : longueur d'onde à la fréquence centrale ; Δx : pas d'échantillonnage spatial ; $\Delta\alpha$: incrément de l'angle de divergence pour les simulations).

λ_0 (mm)	Δx (mm)	$\Delta\alpha$ (°)	# A-Scans
1.78	0.45	5	1024

Tableau 8.2. Propriétés particulières à chacun des B-scans simulés (Longi.: onde de volume longitudinale ; f_0 : fréquence centrale du pulse émis ; V_1 : vitesse dans le premier milieu ; V_2 : vitesse dans le second milieu (correspond à la vitesse du mode de Lamb à la fréquence centrale pour les modes A_1 et A_3) ; $f_{Nyquist}$: fréquence de Nyquist du spectre simulé (moitié de la fréquence d'échantillonnage) ; y_1 : épaisseur du premier milieu ; y_2 : position du défaut dans le second milieu par rapport à l'interface avec le premier milieu).

<i>Simulation</i>	f_0 (MHz)	V_1 (m/s)	V_2 (m/s)	Points (#)	$f_{Nyquist}$ (MHz)	Cycles (#)	y_1 (mm)	y_2 (mm)
Longi.	2.46	-	-	1024	3.125	4	-	50
Longi.	2.46	1485	4370	1024	3.125	4	7	43
Longi.	2.46	2450	4370	1024	3.125	4	7	43
Longi.	2.46	4000	4370	1024	3.125	4	7	43
A_1	2.46	-	4370	2048	3.125	4	-	50
A_3	4.18	-	7425	2048	5	7	-	50

Il est important de souligner que le pas d'échantillonnage spatial Δx du tableau 8.1 correspond à un ratio d'environ $\lambda_0/4$, où λ_0 est la longueur d'onde de la fréquence centrale. De plus, une excitation toneburst est considérée dans chacun des cas et le nombre de cycles de l'excitation a été choisi de façon à obtenir une largeur de bande équivalente pour chacun des B-Scans simulés. Les modes A_1 et A_3 présentés au tableau 8.2 ont été simulés pour une plaque d'acier inoxydable 302 ($V_L = 5660$ m/s, $V_T = 3120$ m/s) de 1.82mm d'épaisseur. Les courbes de dispersion de ces modes pour la bande de fréquence considérée sont comparées à la courbe de dispersion de l'onde de volume (pas de dispersion) à la figure 8.1.

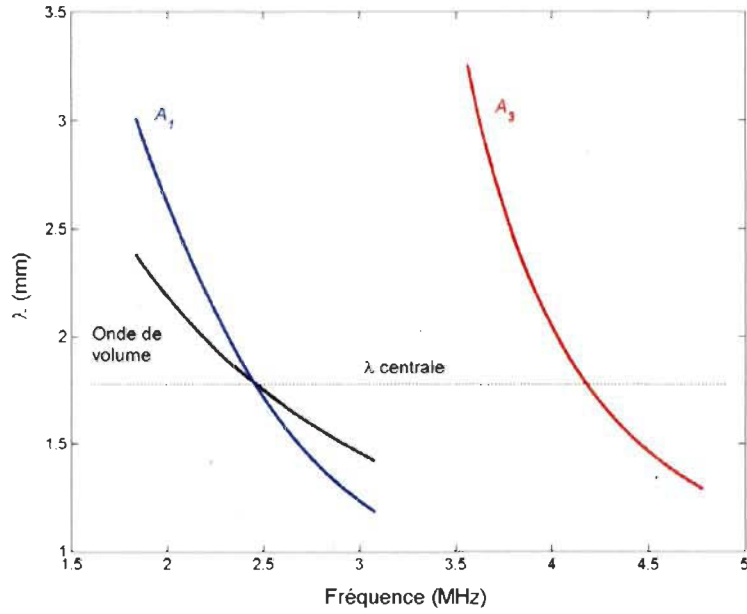


Fig. 8.1. Comparaison entre les courbes de dispersion d'une onde de volume (pas de dispersion) et des modes A_1 et A_2 , tracées pour leur bande de fréquence respective employée pour les simulations.

Dans le but de présenter les résultats de ces simulations de façon pratique et indépendamment de la longueur d'onde, la résolution latérale est normalisée par la longueur d'onde principale du pulse ultrasonore simulé, opération permise par sa dépendance linéaire en fonction de la longueur d'onde. Ainsi, si f est la composante fréquentielle principale du pulse à laquelle est associée la longueur d'onde λ , nous pouvons redéfinir la résolution latérale sous la forme sans unité

$$\Delta X = \frac{\Delta x}{\lambda}. \quad (8.13)$$

Malheureusement, cette normalisation est impossible à faire pour la résolution axiale puisque la forme de l'équation (8.10) ne le permet pas.

Les courbes de résolution résultant de l'application de l'algorithme SAFT sur l'ensemble des B-Scans simulés ont été obtenues en mesurant la largeur à mi-hauteur du PSF à la position du réflecteur ponctuel, soit à 50 mm de l'ouverture ($y_1 + y_2$ d'après le

tableau 8.2). Afin d'obtenir une mesure précise de la résolution latérale, la taille des pixels de l'image SAFT ont été diminués de 0.45mm à 0.1125 mm par une interpolation dans le domaine de Fourier (voir section 4.5).

La comparaison des différentes expressions retrouvées dans la littérature avec la simulation d'ondes de volume dans un seul milieu est présentée à la figure 8.2, permettant d'identifier l'équation (8.5) présentée par Ozaki *et al.* [39] comme étant la formulation la plus exacte pour exprimer la résolution d'un SAFT 2D (ouverture linéaire), et ce malgré sa formulation semblant provenir de l'analyse d'une ouverture circulaire. Cette formulation sert donc de référence pour les autres analyses de résolution latérale. Il est également important de souligner le comportement fortement différent de l'équation (8.3) provenant de Lévesque *et al.* [36], seule expression reliant la résolution latérale à la longueur du pulse. Or, ces auteurs utilisent l'algorithme SAFT pour des applications de laser-ultrasons où l'impulsion ultrasonore est de très courte durée, soit environ 1 cycle à la fréquence centrale de l'onde générée. Dans ce cas, la longueur de l'impulsion correspond approximativement à l'inverse de la fréquence centrale du spectre. Remplaçant Δt par $1/f_0$ dans l'équation (8.3) permet d'obtenir

$$\Delta x = \frac{V_p}{2f_0 \tan(\alpha)} = \frac{\lambda}{2 \tan(\alpha)}, \quad (8.14)$$

ce qui correspond au double de l'équation (8.1), soit une définition pleine largeur du PSF. Puisque cette expression a été développée spécifiquement pour le laser-ultrason, elle est inadaptée à l'excitation de type toneburst et il est par conséquent normal qu'elle diverge des résultats obtenus lors des simulations.

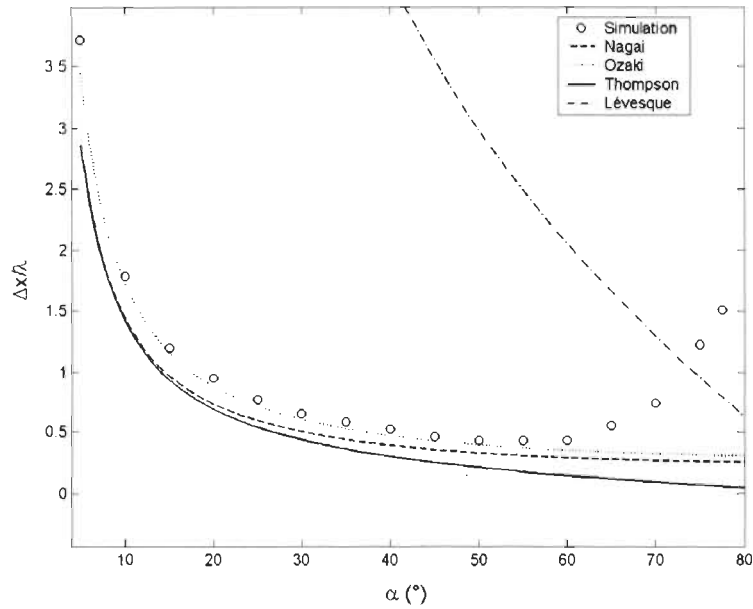
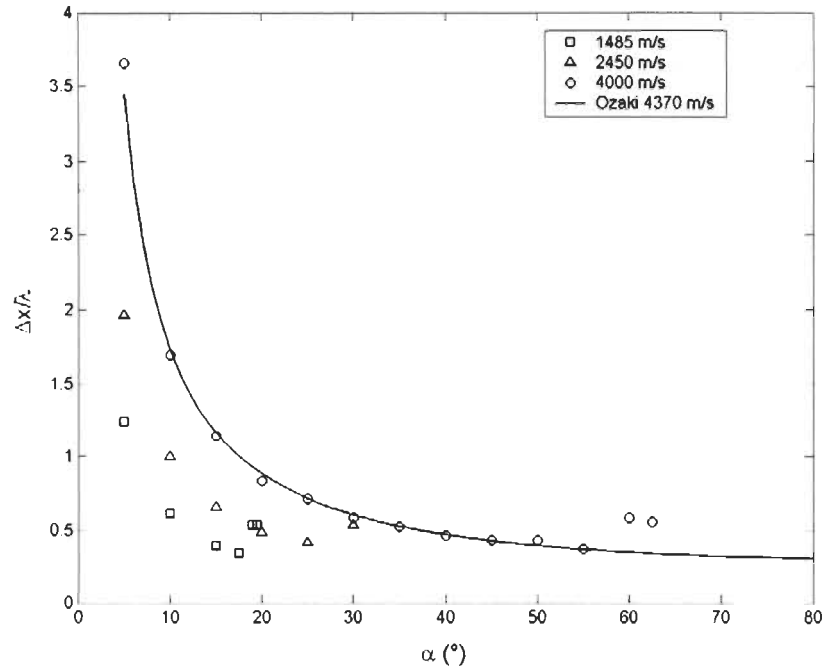


Fig. 8.2. Comparaison entre les courbes de résolution théoriques présentées par plusieurs auteurs et la résolution latérale obtenue par simulation.

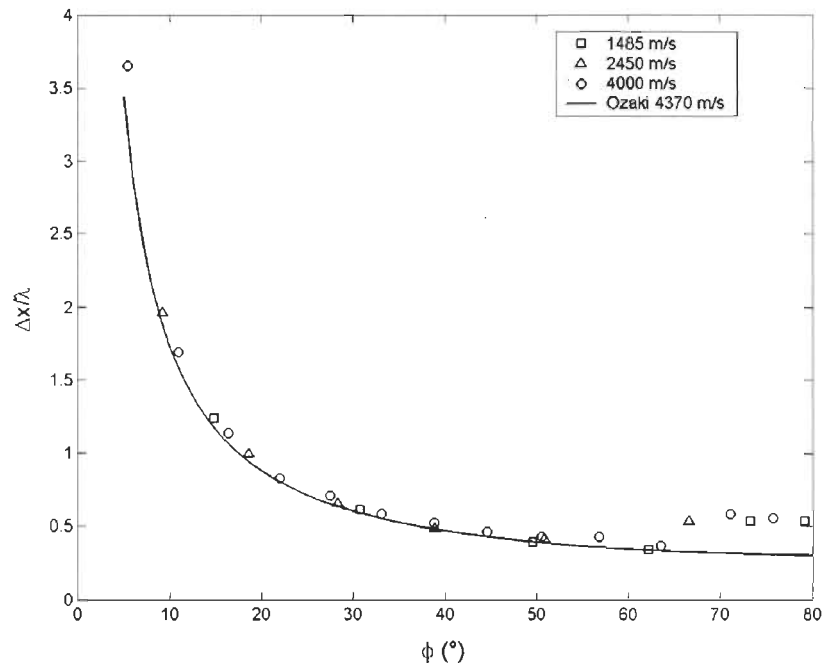
Il est important de souligner le comportement de la courbe obtenue par simulation présentée à la figure (8.2) qui dévie des prédictions théoriques lorsque l'angle de divergence α approche 60° . Il appert que plusieurs facteurs numériques influençant cette déviation ont été identifiés. Plusieurs tests ont permis de déterminer que la diminution du pas d'échantillonnage ainsi que l'ajout de zéros dans les B-Scans (ajout de A-Scans aux composantes nulles) améliorent la résolution des données simulées aux angles supérieurs à 60° , la première opération permettant d'augmenter la limite supérieure du spectre des k_x et la seconde la précision dans l'espace k_x . De plus, la position du réflecteur ponctuel par rapport au centre de l'ouverture (centre du B-scan) a également une influence sur la résolution du SAFT résultat d'une asymétrie latérale des échos du défaut. Suite à ces vérifications, il appert qu'il n'y a pas de discordance entre la résolution théorique du SAFT et les simulations. Cependant, lorsque la divergence de la source est grande, certaines précautions doivent être prises pour optimiser la résolution de l'image SAFT et les résultats obtenus par simulation reflètent plutôt la résolution possible numériquement en fonction des différents paramètres d'entrée, plus particulièrement l'échantillonnage spatial et l'ajout de A-Scans nuls. D'un autre côté, puisque la résolution théorique du

SAFT varie très peu entre 60° et 90° de divergence, il semble plus efficace de limiter numériquement l'angle de divergence près de 60° plutôt que d'augmenter les dimensions du B-Scan dans le but de n'obtenir qu'un gain minime sur la résolution. Il est à noter que la discordance entre le courbe théorique et celles obtenues par simulation présentées à la figure 8.2 n'a pas été corrigée en raison du temps de calcul énorme requis pour corriger la courbe alors que les raisons expliquant cette déviation ont été identifiées.

Suite à l'identification de l'expression appropriée pour prédire la résolution du SAFT, une seconde série de simulations a été effectuée pour vérifier l'hypothèse posée à l'équation (8.6) pour décrire la résolution lorsque le SAFT est appliqué sur des données recueillies pour une propagation sur deux milieux. La figure 8.3(a) présente les courbes de résolution latérale obtenues en fonction de l'angle de divergence de la source pour trois matériaux différents pour la première couche (eau à 1485 m/s, LOTEN à 2450 m/s (Sigma Transducers Inc., Kennewick, WA) et un matériau hypothétique de 4000 m/s), et un second matériau dont la vitesse est de 4370 m/s. Ces résultats sont comparés à l'expression théorique (8.5) pour un seul milieu (4370 m/s). Pour sa part, la figure 8.3(b) présente les mêmes résultats en fonction de l'angle de réfraction correspondant à l'angle de divergence de la source tel qu'exprimé en (8.6). Les résultats de la figure 8.3 confirment la validité de l'équation (8.6), alors que la résolution latérale obtenue par simulations correspond à l'expression théorique s'exprimant en fonction de l'angle de réfraction dans le second milieu.



(a)



(b)

Fig. 8.3. Comparaison entre la résolution latérale théorique d'un seul milieu et les courbes de résolution latérale obtenues par simulation dans le cas d'une propagation sur deux milieux en fonction de (a) l'angle de divergence de la source ; (b) l'angle de réfraction correspondant à l'angle de divergence de la source.

La dernière série de simulations effectuées concerne l'influence de la dispersion de vitesse des ondes de Lamb. La figure 8.4 présente les résultats obtenus en comparant les modes A_1 et A_3 dans une plaque d'acier inoxydable 302 de 1.82mm d'épaisseur avec la courbe de résolution théorique obtenue en considérant la longueur d'onde de la composante fréquentielle centrale de l'onde et les données simulées correspondantes par ondes de volume (mêmes résultats qu'en 8.2). Il appert que la résolution obtenue pour les modes dispersifs est en accord avec ceux d'une onde de volume de longueur d'onde correspondante. Cependant, puisque les modes dispersifs couvrent une plage de longueurs d'onde plus large que l'onde de volume pour une bande de fréquence équivalente, la dispersion semble accentuer les effets de déviation de la courbe de résolution observés à la figure 8.2 et une attention particulière doit être apportée à la fréquence de Nyquist dans l'espace k_x afin d'éviter un sous échantillonnage spatial et couvrir toute la bande de longueurs d'onde des modes dispersifs.

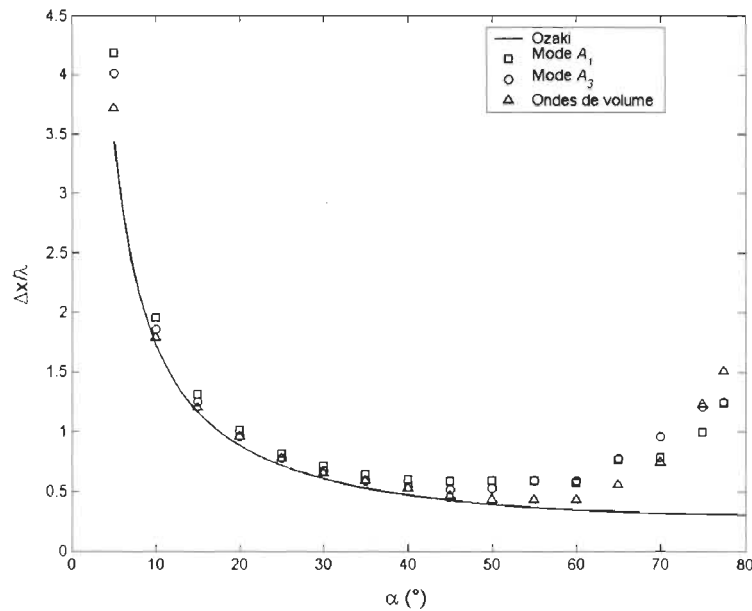


Fig. 8.4. Comparaison entre la résolution latérale théorique et la résolution obtenue par simulation pour des ondes dispersives.

8.2.5 Détermination des expressions adéquates de la résolution pour un SAFT 2D : résolution axiale

L'étude de la résolution axiale diffère légèrement de celle effectuée pour la résolution latérale. Tel que mentionné précédemment, il ne semble pas y avoir de consensus sur la définition exacte de la résolution axiale. Dans le cas de la résolution latérale, la largeur du PSF à -6dB correspond approximativement à la moitié de la largeur totale du PSF. Or, ce n'est pas nécessairement le cas pour la résolution axiale pour une excitation comportant plusieurs cycles (excitation toneburst par exemple). Cependant, la largeur à -6dB est un critère permettant de différencier deux réflecteurs ponctuels, c'est-à-dire d'identifier leurs maximums respectifs.

Les simulations effectuées pour définir la résolution axiale sont les mêmes que pour la résolution latérale (tableaux 8.1 et 8.2). Les différentes expressions définissant la longueur totale du PSF sont comparées à la longueur du PSF mesuré à -6dB sur les données simulées. La figure 8.5 présente le résultat de la comparaison entre la courbe de résolution axiale obtenue par simulation avec les prédictions théoriques des équations (8.8) et (8.12). Deux constatations principales peuvent être faites à partir de ce résultat. Premièrement, bien que les données obtenues par simulation montrent une certaine dépendance de la résolution axiale sur l'angle de divergence, l'expression décrivant le mieux le comportement de la résolution axiale n'est pas celle qui varie en fonction de l'angle de divergence [équation (8.12)], mais plutôt sa simplification pour un angle de divergence nul [équation (8.8)]. Deuxièmement, cette dernière surévalue la résolution axiale à -6dB.

L'inapplicabilité de l'équation (8.12) pour décrire adéquatement la résolution axiale pose un certain problème pour des ondes divergentes puisqu'il est difficile d'associer une longueur de pulse et une vitesse de phase unique pour en décrire la résolution. À titre d'exemple, la figure 8.6 présente la résolution axiale mesurée à -6dB pour les simulations des modes A_1 et A_3 comparées à l'expression théoriques (8.8), où la vitesse de phase correspond à la fréquence centrale du pulse d'excitation.

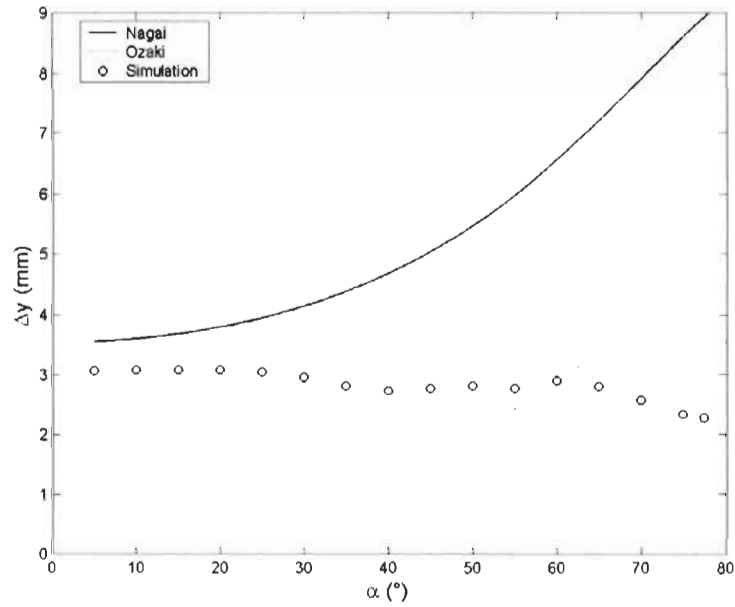


Fig. 8.5. Comparaison entre les courbes de résolution axiale théorique et les résultats obtenus par simulation sur des données d'onde de volume (1 milieu).

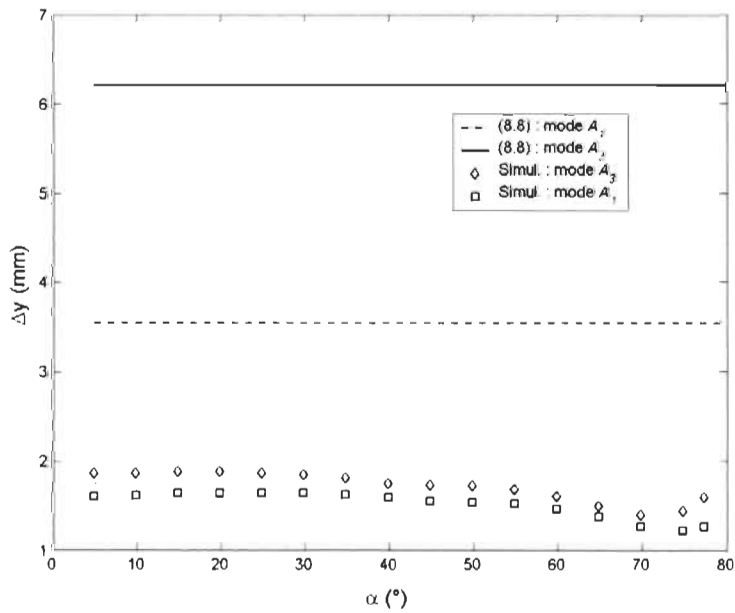


Fig. 8.6. Comparaison entre la résolution axiale mesurée pour des modes dispersifs et les prédictions théoriques correspondantes calculées à partir de l'équation (8.8).

Le résultat présenté à la figure (8.6) démontre l'utilité de définir la résolution axiale sous une autre forme afin de prédire efficacement la résolution pour des ondes

dispersives. Cependant, puisque la résolution axiale ne varie pas significativement en fonction de l'angle de divergence, cette dernière doit préférablement être constante et ne pas dépendre de α , tout comme l'équation (8.8). Similairement aux équations (8.9) à (8.12), la résolution axiale peut être redéfinie sous la forme

$$\Delta y = \frac{2}{\Delta \sigma}, \quad (8.15)$$

qui devient, considérant les fréquences limites inférieure et supérieure de la bande passante, soit f_{\min} et f_{\max} respectivement,

$$\Delta y = \frac{2}{\Delta \sigma} = 2 \left[\frac{2f_{\max}}{V_p(f_{\max})} - \frac{2f_{\min}}{V_p(f_{\min})} \right]^{-1}. \quad (8.16)$$

L'équation (8.16) définit ainsi, de façon plus générale que (8.8), la résolution axiale en fonction de la bande passante, équivalente à la longueur du pulse. Dans le but de confirmer la viabilité de cette expression, la figure 8.7 permet de comparer quatre séries de simulations à l'équation (8.16). On y retrouve la résolution d'une onde de volume (résultat de la figure 8.5), un cas de réfraction entre deux milieux ($V_1 = 2450$ m/s, $V_2 = 4370$ m/s ; voir tableau 8.2), ainsi que les deux modes de Lamb dispersifs. Il est important de souligner que l'angle de divergence a été remplacé par l'angle de réfraction dans le second milieu pour les besoins de la simulation impliquant une réfraction, cela n'affectant en rien les résultats des autres simulations (sans réfraction, $\phi = \alpha$). Bien que les résultats obtenus par simulation divergent de la prédiction théorique à partir de 30-40°, ils semblent tout de même confirmer que l'expression (8.16) est plus adéquate pour décrire la résolution axiale du SAFT 2D que celles retrouvées dans la littérature.

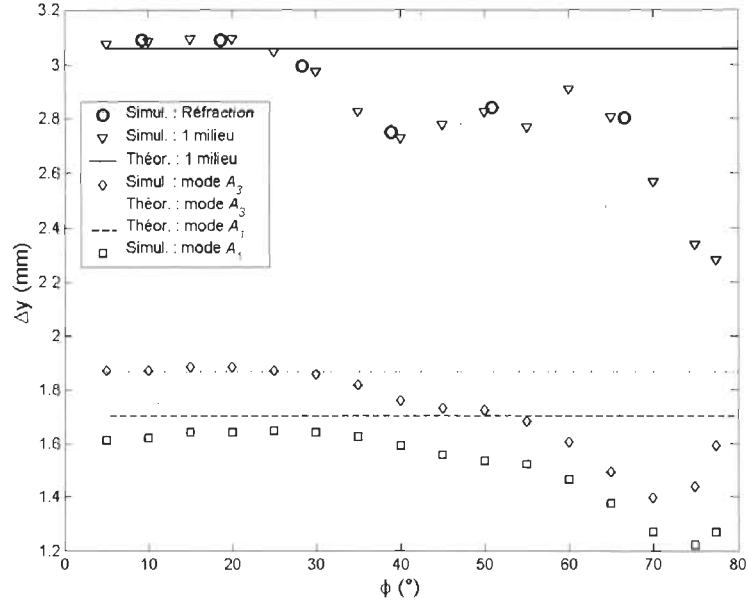


Fig. 8.7. Comparaison entre la nouvelle formulation de résolution axiale avec les résultats obtenus par simulation.

8.2.6 Comparaison entre la résolution obtenue à l'article II et la résolution prédite par simulation

Trois résultats d'inspection par ondes de Lamb traitées par le SAFT sont présentés à l'article II. Or, leur résolution n'y a fait que l'objet d'une analyse empirique. Les figures 8.8 à 8.10 présentent les images SAFT obtenues en reproduisant chacune des trois inspections effectuées à l'article II par le modèle de simulation présenté à l'article III dans le but de comparer les résolutions obtenues expérimentalement avec celles prédites par la simulation. Puisque les propriétés mécaniques des échantillons mis à l'étude à l'article II ont été corrigées après la publication de l'article (voir section 7.3), les valeurs de résolution latérale présentées à l'article II ont été reprise en fonction des paramètres élastiques corrigés. Dans ce cas, un transducteur rectangulaire de 3 mm x 5 mm a été employé pour effectuer les inspections et le modèle de radiation d'un transducteur circulaire employé dans l'article III (équation 5), soit

$$(5) \rightarrow P(r, \beta, \omega) = \frac{\pi b^2}{2r} A_0(\omega) \left[\frac{2J_1(kb \sin \beta)}{kb \sin \beta} \right] e^{-ikr}, \quad (8.17)$$

est remplacé par le modèle de champ de pression acoustique d'un transducteur rectangulaire (champ éloigné), soit

$$(5) \rightarrow P(r, \theta, \varphi, \omega) = -\frac{i\omega A_0(\omega)ab}{2\pi r} \left[\frac{\sin\left(\frac{ka \sin \theta \sin \varphi}{2}\right) \sin\left(\frac{kb \sin \theta \cos \varphi}{2}\right)}{\left(\frac{ka \sin \theta \sin \varphi}{2}\right) \left(\frac{kb \sin \theta \cos \varphi}{2}\right)} \right] e^{-ikr} \quad (8.18)$$

où a et b sont respectivement la longueur et la largeur de l'élément rectangulaire, θ est l'angle défini dans le plan formé par la longueur a et la normale à la surface de l'élément, et où φ est l'angle défini dans le plan de l'élément.

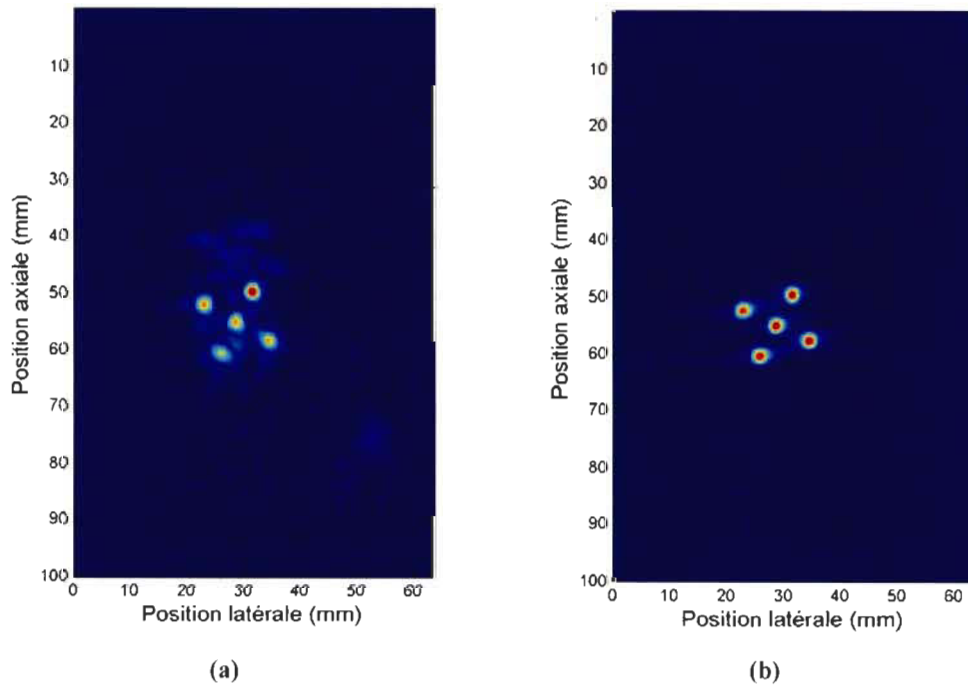


Fig. 8.8. Résultat du SAFT (2D) de l'échantillon #1 présenté à l'article II et inspecté avec le mode A_1 .
(a) Données expérimentales ; (b) Données simulées.

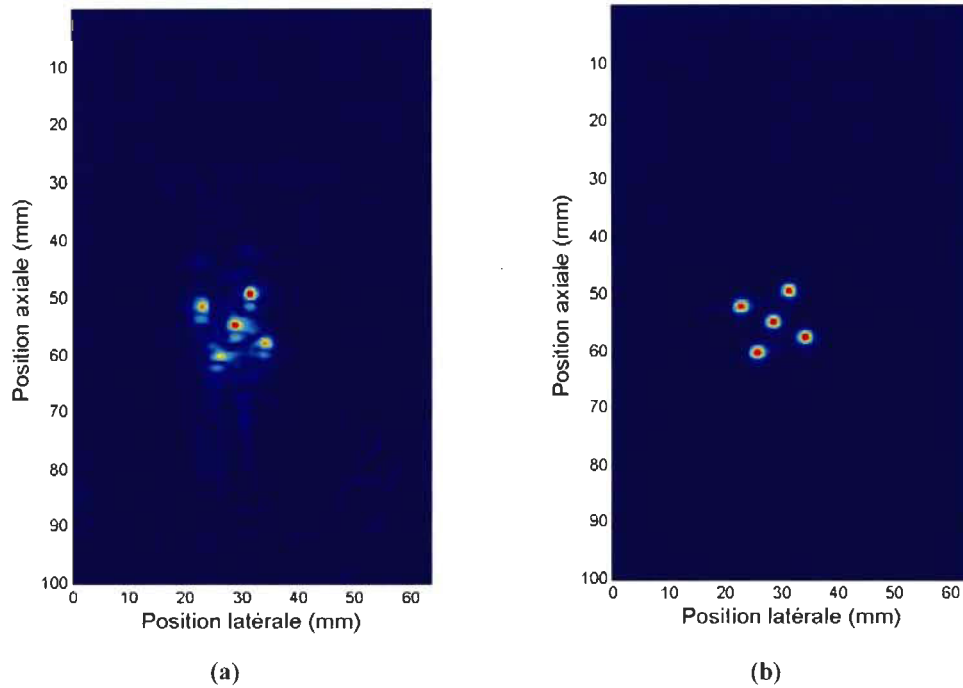


Fig. 8.9. Résultat du SAFT (2D) de l'échantillon #1 présenté à l'article II et inspecté avec le mode S_1 . (a) Données expérimentales ; (b) Données simulées.

Les images SAFT des figures 8.8 et 8.9 permettent de visualiser la très grande similitude entre les résultats du SAFT appliqué aux données expérimentales et leur reproduction par le modèle de simulation de l'article III. On retrouve sur la figure 8.10 les résultats obtenus pour l'échantillon #2 : seul le puits de corrosion principal a été reproduit. Puisque l'objectif de la simulation est de prédire la résolution de l'image, le tableau 8.3 donne à titre d'exemple une comparaison entre les valeurs de résolution latérale de chacune des images présentées aux figures 8.8 et 8.9. Il est intéressant de noter que la résolution des images de l'échantillon #1 (réflecteurs multiples) obtenues expérimentalement varie d'un réflecteur à l'autre. Or, ce phénomène s'observe également pour les données simulées, signe d'interférences entre les échos de chacun des réflecteurs lors de la reconstruction SAFT. Il est par ailleurs intéressant de souligner la différence notable entre la résolution expérimentale et celle obtenue par simulation pour le mode S_1 . Alors que la résolution des données du mode A_1 diffère au plus d'une incertitude (la dimension latérale d'un pixel de l'image SAFT est de 0.125mm) sauf pour le défaut le plus éloigné de la sonde d'inspection, celle du mode S_1 atteint 1.125mm pour le défaut

#5. Cette différence entre les données expérimentales et simulées s'explique en grande partie par la présence d'un mode de Lamb parasite dans les données expérimentales dont l'effet est un dédoublement des défauts détectés sur l'image SAFT [figure 8.9(a)]. Il est ainsi fort probable que ce mode parasite interfère aléatoirement avec les signaux du mode S_I et crée de la distorsion sur l'image résultante.

Tableau 8.3. Comparaison des résolutions latérales mesurées sur des données expérimentales (Exp.) et simulées (Simul.) pour l'échantillon #1 (se référer à l'article II pour la numérotation des défauts).

<i>Défaut</i>	<i>Mode</i>	Δx (mm) <i>Exp.</i>	Δx (mm) <i>Simul.</i>	Différence (mm)
1	A_I	2.375	2.25	-0.125
2	A_I	2.5	2.625	-0.125
3	A_I	2.5	2.375	0.125
4	A_I	2.625	2.5	0.125
5	A_I	3	2.625	0.375
1	S_I	2	2.125	-0.125
2	S_I	2.125	2.5	-0.375
3	S_I	2.75	2.25	0.5
4	S_I	2.5	2.25	0.25
5	S_I	3.5	2.375	1.125

Les données de l'échantillon #2 (minuscule puits de corrosion) ont également été comparées avec leur contrepartie simulée (figure 8.10). Dans ce cas, la résolution latérale de l'image obtenue expérimentalement (2.78 mm) est moins fidèle à la résolution prédite par simulation (2.08 mm). Cependant, tel qu'illustré à la figure 8.10(c), le PSF expérimental semble déformé, possiblement en raison du très haut niveau de bruit (échos du défaut indétectables avant l'application du SAFT), mais semble tout de même similaire au PSF obtenu par simulation.

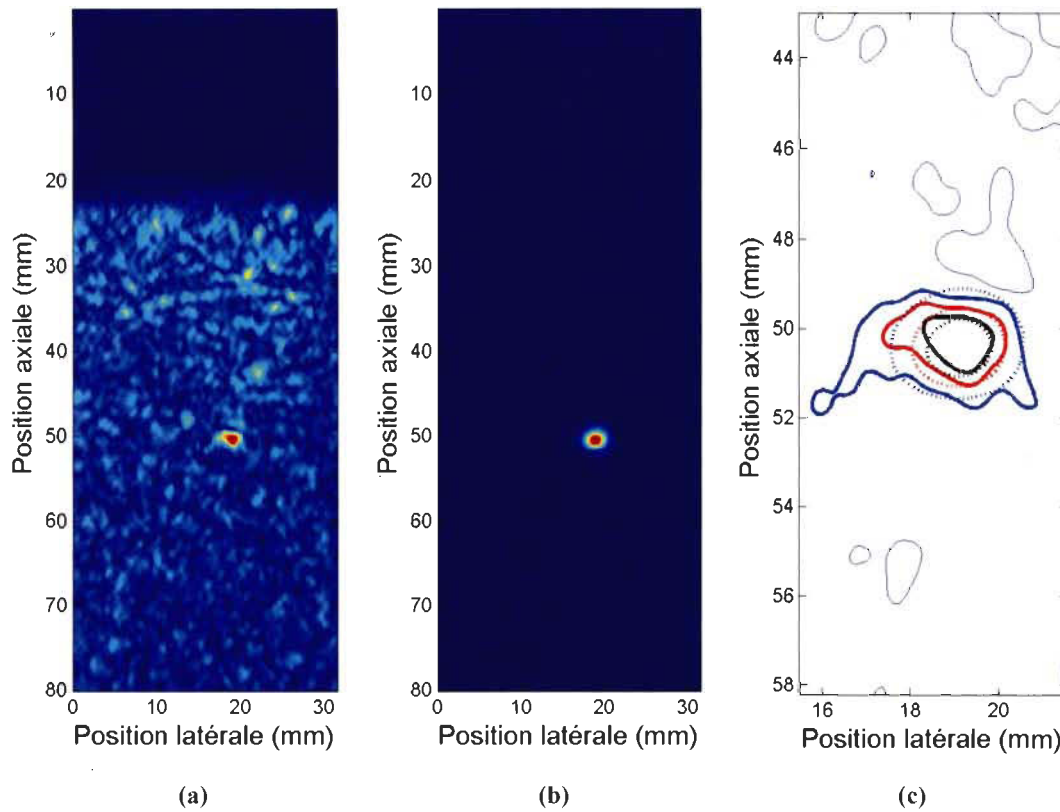


Fig. 8.10. Résultat du SAFT (2D) de l'échantillon #2 présenté à l'article II et inspecté avec le mode S_1 (propriétés mécaniques corrigées). (a) Données expérimentales ; (b) Données simulées ; (c) Comparaison entre le contour des données expérimentales (lignes continues) et obtenues par simulation (lignes pointillées) et correspondant à -3dB (noir), -6dB (rouge) et -12dB (bleu).

Ces résultats ne font que confirmer les résultats de l'article III, qui montrent que la résolution du SAFT peut être évaluée précisément par une simulation adéquate de l'appareil de mesure, peu importe la géométrie du transducteur (circulaire ou rectangulaire). Il est finalement important de souligner que la méthodologie de simulation présentée à l'article III ne se limite pas au champ éloigné d'un transducteur. Dans le cas d'une génération d'un mode de Lamb dans une plaque située dans le champ proche d'un transducteur, la solution analytique décrivant le champ de pression acoustique peut être remplacée par une intégration numérique de l'excitation sur l'ouverture du transducteur et une propagation sur la surface de la plaque.

Chapitre IX

Conclusion et perspectives

L'objectif premier de ce projet portait sur le développement de méthodes de détection et/ou de caractérisation de corrosion dans une plaque métallique isotrope, étude effectuée dans le contexte des pertes industrielles lourdes liées à la corrosion sous forme de puits et d'érosion. Le choix des ondes ultrasonores guidées en tant que mode de détection et de caractérisation repose sur plusieurs arguments. Tout d'abord, celles-ci présentent une grande sensibilité aux variations d'épaisseur et permettent, pour une longueur d'onde donnée, de détecter de défauts de surface de plus faibles dimensions que le permettent les ondes de volume. De plus, les ondes guidées, de par leur mode de propagation, permettent d'effectuer l'inspection d'une plaque plus rapidement que la méthode point par point inhérente aux ondes de volume. Finalement la dispersion de vitesse, caractéristique typique des ondes guidées, offre certains avantages quant à sa dépendance à l'épaisseur d'une plaque. Cette étude a ainsi permis de démontrer la faisabilité de plusieurs méthodes de traitement de signal appliquées à ce type d'inspection pour effectuer la détection, la caractérisation et l'imagerie de corrosion sous les formes courantes de puits et d'amincissements.

Une introduction aux ondes ultrasonores guidées par une plaque isotrope, les ondes de Lamb, a tout d'abord été présentée afin d'en introduire les principales caractéristiques pertinentes à ces travaux. Une méthode de caractérisation des vitesses longitudinale et transversale d'une plaque a par la suite été présentée. L'objectif de cette technique est de mesurer les propriétés élastiques d'une plaque dont les valeurs théoriques sont inconnues ou pour laquelle les vitesses réelles divergent des valeurs attendues. Cette dernière repose sur la mesure concurrente d'une courbe de vitesse de phase via une inter-corrélation entre deux signaux ainsi que sur le calcul du spectrogramme d'un signal.

L'inversion d'une courbe de vitesse de phase du mode de Lamb S_0 a ainsi permis de déterminer les paramètres recherchés avec une incertitude d'environ 0.5% sur la vitesse transversale V_T et 3% sur la vitesse longitudinale V_L sur un échantillon d'acier inoxydable 302. De ce résultat, un raffinement de ces paramètres à l'aide du spectrogramme a ainsi permis d'obtenir une lecture des vitesses avec une incertitude de 0.3% sur V_T et 2.3% sur V_L . Il est intéressant de souligner que la précision de la détermination des paramètres d'une plaque par ces méthodes semble être reliée à l'isotropie réelle du matériau, plus particulièrement pour la lecture via la vitesse de phase. L'inversion d'une courbe de vitesse de phase repose sur le croisement des couples de vitesse V_T et V_L respectant l'équation de dispersion du mode de Lamb généré. Or, un matériau tel que l'aluminium, dont les propriétés élastiques se rapprochent de celles d'une structure isotrope parfaite, présente un point de croisement plus compact que pour les aciers étudiés au cours de ces travaux, comportement semblant être relié à l'isotropie. Bien qu'intéressante, cette observation n'a pas été poussée plus à fond, l'objectif de cette portion des travaux étant de développer un outil d'évaluation des propriétés élastiques des plaques nécessaires à l'application des méthodes de traitement de signaux développées pour effectuer la détection et l'imagerie de corrosion.

Les méthodes de détection et d'imagerie de corrosion développées dans le cadre de ces travaux reposent sur le principe de compensation de dispersion, traitement de signal effectué dans le domaine de Fourier. Deux approches de compensation de dispersion reposant sur les mêmes principes et pour lesquelles une formulation générale a été proposée ont ainsi été développées: la focalisation SAFT (Synthetic Aperture Focusing Technique) d'un B-Scan et adoptée aux propriétés des ondes de Lamb, ainsi que la compensation de dispersion d'un signal simple (A-Scan), variante unidimensionnelle du SAFT. Ainsi, une introduction à la focalisation numérique SAFT 3D conventionnelle multicouches a été présentée au chapitre IV, suivie d'une dérivation du SAFT pour ondes de Lamb générées à l'aide d'un faisceau incident pour un modèle 3D, 2D et 1D (compensation de dispersion simple). Alors que le modèle de focalisation 2D avait préalablement été introduit dans le cadre des travaux de maîtrise de l'auteur puis corrigé au cours de ces travaux, le modèle 3D du SAFT pour ondes de Lamb présenté dans ce

manuscrit est original et permet d'exprimer le SAFT pour ondes de Lamb à partir de l'expression des ondes de volume conventionnelle. Une analyse sommaire a par ailleurs permis de déterminer que les formulations 2D et 3D présentées et étudiées au cours de ces travaux semblent mener à des résultats similaires.

La détection de corrosion par érosion a été étudiée au chapitre V et une analyse exploratoire de sa caractérisation est présentée au chapitre VI. La méthode de détection développée repose sur une mesure en transmission, où la sonde émettrice et de réception sont séparées et le défaut est situé entre celles-ci. L'application de la méthode de compensation de dispersion développée dans le cadre de ces travaux et présentée à l'Article I a permis de détecter un amincissement avec un plus grand contraste qu'en effectuant aucun traitement sur les signaux. Ainsi, la diminution d'amplitude du mode généré et reçu après propagation sous l'amincissement s'est avérée plus importante après compensation de dispersion par rapport à la propagation dans une région saine (diminution d'amplitude de 22% avec compensation de dispersion et de 8% sans traitement). Cette méthode permet ainsi d'accentuer le contraste entre une région saine et avec défaut, sans toutefois pouvoir en mesurer l'étendue. De plus, l'inversion de la dispersion de vitesse permet une interprétation plus simple des signaux d'ondes de Lamb grâce à la transformation de l'échelle de temps en distances. La compaction des échos obtenue par la compensation de dispersion a ainsi permis de séparer les échos provenant de deux réflecteurs rapprochés pour lesquels le A-Scan brut ne présentait qu'un seul écho. Pour sa part, l'étude exploratoire portant sur la mesure de l'épaisseur résiduelle d'une région amincie simulant une corrosion par érosion s'est également avérée prometteuse. Ainsi, des amincissements correspondant à des épaisseurs variant de 11,5% à 77% de l'épaisseur de la plaque ont été caractérisés avec succès en employant les modes S_0 et A_1 , et ce avec des erreurs relatives à l'épaisseur de la plaque maximales de 2%, 10%, 20% et environ 1%, soit des erreurs absolues de 0,04mm, 0,2mm, 0,4mm et 0,02mm. De plus, la mesure d'épaisseur de la plaque d'aluminium de 1,97mm étudiée présente une erreur maximale de 0,15mm, soit 7,6%. Cependant, la précision de cette méthode dépend de la capacité à localiser correctement les frontières de la région amincie sur l'axe de transmission des transducteurs et, dans ce cas, cette mesure fut effectuée manuellement.

La poursuite logique de ces travaux serait donc de déterminer la variation d'épaisseur minimale et maximale pouvant être détectée en fonction de la précision de localisation des bordures des défauts. Il a été proposé dans le compte-rendu de conférence I que cette lecture soit effectuée à l'aide du SAFT en employant les ondes de Lamb. De cette façon, l'inspection des défauts nécessiterait trois lectures par position de la paire de transducteurs, soit une mesure pulse-écho par chaque sonde pour effectuer la localisation des bordures et d'une mesure en transmission pour la caractérisation de l'épaisseur.

La détection, la localisation et l'imagerie de puits de corrosion ont par la suite été étudiées à l'aide de l'algorithme SAFT sur deux échantillons, résultats présentés à l'article II. La première partie de ces travaux a ainsi porté sur la détection individuelle de puits de corrosion dans un groupe de puits. Il a été démontré dans cette partie des travaux que le SAFT adapté aux propriétés dispersives des ondes de Lamb permet d'identifier les puits d'un groupe et de déterminer leur position avec une précision de l'ordre de la longueur d'onde, et ce à l'aide de plusieurs modes différents.

Une partie importante de ce travail portait sur la capacité des ondes de Lamb à détecter des puits de corrosion réels et de très petite taille. Un échantillon contenant un puits de corrosion réel d'une profondeur estimée à 0.25mm dans une plaque d'acier inoxydable 302 de 1.87 mm d'épaisseur a ainsi été détecté avec succès à l'aide du mode S_1 . Le choix de ce mode a été effectué grâce à la méthode empirique étudiée au chapitre II basée sur l'optimisation du déplacement mécanique dans le plan de la plaque près de la surface. Cette détection d'un défaut de surface à un ratio de profondeur sur longueur d'onde d'au plus $2/11$, ce qui représentait une avancée notable au moment de la publication de l'article II, a permis de confirmer le choix des ondes de Lamb pour la détection de puits de corrosion comparativement aux ondes de volume lesquelles ce ratio est d'environ 1. Il est par ailleurs intéressant de souligner que suite à la publication de l'article II, plusieurs groupes de recherche se sont penchés sur différentes approches d'imagerie par ondes de Lamb reposant sur les mêmes principes que le SAFT proposé au cours de ces travaux (focalisation et compensation de dispersion).

Dans le but d'évaluer la résolution du SAFT employé pour l'inspection par ondes de Lamb, et par conséquent la capacité de cette méthode pour localiser et pour dimensionner correctement la corrosion, un modèle permettant la simulation de l'excitation d'ondes de Lamb par un faisceau d'ondes de compression incident a été proposé. L'objectif de ce développement était de pallier à la complexité d'analyse de la résolution du SAFT résultant du grand nombre de paramètres à considérer. Une approche basée sur la méthode dite de "normal mode expansion" a été développée en considérant le résultat analytique du champ de pression acoustique d'un transducteur dans le champ éloigné. Ce modèle permet de prédire le patron d'excitation des ondes de Lamb dans une plaque hors de l'axe du transducteur, ce qui constitue une amélioration par rapport aux travaux retrouvés dans la littérature limitant leurs études à la propagation dans l'axe du transducteur. L'article III a également permis de démontrer que cette approche permet d'évaluer la résolution latérale et axiale du SAFT correctement et que la résolution du SAFT par ondes de Lamb générées par un sabot peut être effectuée de cette façon. Ainsi, la simulation de l'inspection d'un réflecteur ponctuel reproduisant une mesure expérimentale effectuée à l'aide d'ondes de volume et d'ondes de Lamb a été comparée avec succès aux B-Scans expérimentaux ainsi qu'au contenu fréquentiel dans le cas des ondes de Lamb. Il a de plus été montré par ces comparaisons que l'analyse de la résolution du SAFT peut être effectuée précisément à l'aide des données simulées grâce à cette méthode. Finalement, une analyse approfondie des différentes expressions de la résolution du SAFT retrouvées dans la littérature a été effectuée dans le but d'en préciser la définition et déterminer, à l'aide du modèle de simulation proposé, quelle expression est la plus appropriée.

9.1 Perspectives de recherche

Les travaux présentés dans cette thèse ont permis, entre autres choses, de démontrer la pertinence de combiner l'inspection par ondes de Lamb et la focalisation SAFT pour effectuer la détection, l'imagerie et la caractérisation de corrosion dans le plan d'une plaque isotrope. Suite aux résultats partiels présentés dans ce document quant à l'application du SAFT aux différents modes excités simultanément à l'intérieur de la

bande de fréquences de la source, il apparaîtrait pertinent de poursuivre le développement sur une approche multimodale pour effectuer une caractérisation de défauts.

Une autre avenue de recherche intéressante concerne l'étude exploratoire effectuée pour évaluer la profondeur de régions amincies par la corrosion. En effet, une approche tomographique combinant le SAFT pour la détection et la localisation ainsi que la méthode de mesure d'épaisseur par vitesse de phase pourrait être envisagée pour caractériser la corrosion. Il serait par ailleurs nécessaire d'évaluer les limites et la précision de cette technique de mesure d'épaisseur en fonction des dimensions de l'amincissement dans le plan de la plaque, ainsi qu'en fonction de son profil d'épaisseur (variations d'épaisseurs) afin de déterminer la validité de cette méthode dans le cas d'une érosion réaliste. De plus, puisque l'évaluation de l'épaisseur résiduelle sous un amincissement requiert la connaissance de sa dimension dans l'axe de propagation des ondes, il serait également nécessaire d'évaluer l'erreur de mesure résultant d'une mauvaise estimation de cette longueur.

9.2 Applications

Les applications possibles des techniques développées dans le cadre de ces travaux sont nombreuses. Tout d'abord, la compensation de dispersion constitue un outil pouvant être intégré à un système commercial d'inspection par ondes guidées pour faciliter l'interprétation des données. En remplaçant la représentation A-Scan traditionnelle par la trace obtenue après compensation de la dispersion, l'amplitude des échos recueillis n'est plus sujette aux effets de la dispersion. Il est alors envisageable d'interpréter l'inspection par un mode donné de façon similaire à celle d'échos d'ondes de volume, soit en traçant une courbe du type DGS (*Distance-Gain-Size*), parfois appelée DAC (*Distance Amplitude Correction*), où l'amplitude d'un écho est mesurée pour un défaut calibré en fonction de la distance entre la sonde et ce dernier. Puisque cette méthode permet de relier la taille d'un défaut type à l'amplitude de la réflexion qu'il produit, il est raisonnable de penser que cette méthode pourrait permettre d'en évaluer la dimension. Une étude approfondie de l'influence de la position et la taille du défaut par

rapport à l'épaisseur de la plaque, ainsi que l'influence de sa largeur dans le plan de la plaque doivent être connus. Il en est de même pour la représentation B-Scan pour laquelle l'image SAFT s'avère une représentation alternative plus qu'intéressante et pour laquelle les courbes mentionnées précédemment pourraient s'appliquer, comme c'est présentement le cas pour l'inspection à l'aide d'appareils *Phased Array*, qui effectuent une focalisation selon les mêmes principes que le SAFT.

Une autre application intéressante de la combinaison SAFT et ondes de Lamb est la conception d'un appareil de focalisation multicanaux du même type que les appareils *Phased Array* actuellement employés pour les ondes de volume. Par contre, plutôt que d'employer plusieurs canaux d'émission et de réception simultanés sur lesquels un délai de temps est appliqué, un seul canal d'émission et de réception ainsi qu'un multiplexeur seraient nécessaires. Avec la puissance de calcul toujours croissante des ordinateurs, il est envisageable d'effectuer une focalisation SAFT d'ondes guidées en temps quasi-réel en employant le multiplexeur pour recueillir et enregistrer, à l'aide d'un digitaliseur, les échos provenant de chacun des éléments d'une barrette de transducteurs.

Les méthodes proposées dans le cadre de ces travaux semblent par ailleurs être adéquates pour effectuer une détection précoce de l'apparition de la corrosion dans un système d'évaluation en continu (health monitoring) grâce à une barrette de sondes positionnées en permanence sur une structure.

Références

- [1] F. Jenot, M. Ouaftouh, M. Duquennoy et M. Ourak, "Corrosion thickness gauging in plates using Lamb wave group velocity measurements", *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 12, pp. 1287-1293 (2001).
- [2] R. Winston Revie, *Uhlig's Corrosion Handbook, Second Edition* (John Wiley & Sons, New York, 2000)
- [3] M. L. Berndt, "Non-Destructive Testing Methods for Geothermal Piping", Rapport préparé pour le *Office of Wind and Geothermal Technologies* (mars 2001).
- [4] D.N. Alleyne et P. Cawley, "The interaction of Lamb waves with defects", *IEEE Trans. Ultrasonics Ferroelectr. Freq. Control*, Vol. 39, No. 3, pp. 381-397 (1992).
- [5] R. Sicard, "Nouvelles méthodes d'imagerie acoustique pour l'inspection par ondes de Lamb et ondes de volume", mémoire de maîtrise, UQTR (décembre 2000).
- [6] R. Sicard, J. Goyette et D. Zellouf, "A SAFT algorithm for Lamb wave imaging of isotropic plate-like structures", *Ultrasonics*, Vol. 39, No.7, pp. 487-494 (2002).
- [7] U. Kowald, C. Desmet, W. Lauriks, C. Glorieux, et J. Thoen, "Investigation of the dispersion relations of surface acoustic waves propagating on a layered cylinder", *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 99, No.2, pp. 926-930 (1996).
- [8] R. Sicard, J. Goyette et D. Zellouf, "A numerical dispersion compensation technique for time recompression of Lamb waves signals", *Ultrasonics*, Vol. 40, No. 1-8, pp. 727-732 (2002).
- [9] R. Sicard, A. Chahbaz et J. Goyette, "Corrosion Monitoring of Airframe Structures Using Ultrasonic Arrays and Guided Waves", *Proc. Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, AIP Conference Proceedings*, Vol. 657, No. 1, pp. 806-813 (2003).
- [10] R. Sicard, A. Chahbaz et J. Goyette, "Guided Lamb waves and L-SAFT processing technique for enhanced detection and imaging of corrosion defects in plates with small depth-to-wavelength ratio", *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, Vol. 51, No. 10, pp. 1287-1297 (2004).

- [11] R. Sicard, J. Goyette et A. Chahbaz, "Modeling of Lamb Wave Generation and Reflection from Point Reflectors in Isotropic Plates Using an Angle-Wedge Apparatus", soumis à *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 7 septembre 2006.
- [12] J.L. Rose, *Ultrasonic Waves in Solid Media*, (Cambridge University Press, New York, 1999).
- [13] I.A. Viktorov, *Rayleigh and Lamb Waves* (Plenum Press, New York, 1967).
- [14] D. Royer et E. Dieulesaint, *Ondes élastiques dans les solides, Tome 1 : Propagation libre et guidée* (Masson, Paris, 1996).
- [15] Q. Zhu et W. G. Mayer, "On the crossing points of Lamb wave velocity dispersion curves", *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 93, No. 4, pp. 1893-1895 (1993).
- [16] M. Deschamps, B. Hosten, A. Gérard et H. Überall, "Repulsion of phase-velocity dispersion curves and the nature of plate vibrations", *Journal de Physique IV, Colloque C5, supplément au Journal de Physique III*, Volume 4, pp. 905-908 (1994).
- [17] J. Ndop, T. J. Kim, W. Grill et M. Pluta, "Synthetic Aperture Imaging by Scanning Acoustic Microscopy with Vector Contrast", *Ultrasonics*, Vol. 38, pp. 166-170 (2000).
- [18] J. L. Rose, S. P. Pelts et M. J. Quarry, "A Comb Transducer for Mode Control in Guided Wave NDE", *Proceeding of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 1033-1036 (1997).
- [19] C. Valle et J. W. Littles Jr., "Flaw localization using the reassigned spectrogram on laser-generated and detected Lamb modes", *Ultrasonics*, Vol. 39, pp. 535-542 (2002).
- [20] M. Niethammer, L. J. Jacobs, J. Qu et J. Jarzynski, "Time-frequency representation of Lamb waves using the reassigned spectrogram", *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 107, No. 5, Pt.1, pp. 19-24 (2000).
- [21] H. Jcong et Y.-S. Jang, "Fracture Source Location in Thin Plates Using the Wavelet Transform of Dispersive Waves", *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, Vol. 47, No. 3, pp. 612-619 (2000).

- [22] W. H. Prosser, M. D. Seale et B. T. Smith, "Time-frequency analysis of the dispersion of Lamb modes", *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 105, No. 5, pp. 2669-2676 (1999).
- [23] J. Ndop, T. J. Kim, W. Grill, M. Pluta, "Synthetic Aperture Imaging by Scanning Acoustic Microscopy with Vector Contrast", *Ultrasonics*, Vol. 38, pp. 166-170 (2000).
- [24] P. D. Wilcox, "A Rapid Signal Processing Technique to Remove the Effect of Dispersion from Guided Wave Signals", *IEEE Trans. Ultrasonics, Ferr., and Freq. Control*, Vol. 50, No. 4, pp. 419-427 (2003).
- [25] S. Lawrence Marple, Jr., "Computing the Discrete-Time « Analytic » signal via FFT", *IEEE Trans. Signal Processing*, Vol. 47, No. 9, pp. 2600-2603 (1999).
- [26] F. Cottet, *Traitement des signaux et acquisition de données, 2^e édition* (Dunod, Paris, 2002).
- [27] E. Hecht et A. Zajac, *Optics* (Reading: Addison-Wesley Publishing Company, 1979, chap. 10, pp. 329-396).
- [28] R. Zhuang, M. Wan et W. Cao, "Parameter Measurement of thin Elastic Layers Using Low-Frequency Multi-Mode Ultrasonic Lamb Waves", *IEEE Trans. Ultrasonics Ferroelectr. Freq. Control*, Vol. 50, No. 5, pp. 1397-1403 (2001).
- [29] J. Pei et B. T. Khuri-Yakub, "Plate Thickness and Transducer Distance Dual Inversion with Dry Contact Ultrasonic Lamb Wave Transducers", *Proceeding of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 1021-1024 (1997).
- [30] J. Pei, M. I. Yousuf, F. L. Degertekin, B. V. Honein et B. T. Khuri-Yakub, "Lamb Wave Tomography and its Application in Pipe Erosion/Corrosion Monitoring", *Res. Nondestr. Eval.*, Vol. 8, pp. 189-197 (1996).
- [31] J. Pei, F. L. Degertekin, B. T. Khuri-Yakub et K. C. Saraswat, "In situ thin film thickness measurement with acoustic Lamb waves", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 66, No. 17, pp. 2177-2179 (1995).
- [32] J. Pei, M. I. Yousuf, F. L. Degertekin, B. V. Honein et B. T. Khuri-Yakub, "Lamb Wave Tomography and its Application in Pipe Erosion/Corrosion Monitoring", *Proceeding of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 795-798 (1995).

- [33] J. J. Ditri et K. Rajana, "An experimental study of the angular dependence of Lamb wave excitation amplitudes", *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 204, No. 5, pp. 755-768 (1997).
- [34] R. N. Thompson, "Transverse and longitudinal resolution of the synthetic aperture focusing technique", *Ultrasonics*, Vol. 22, Issue. 1, pp. 9-15 (1984).
- [35] F. Ganansia, A. Chahbaz et K. Mborokih, "Experimental evaluation of weld defects using multi-path SAFT, », *Proc. Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, AIP Conference Proceedings*, pp. 1341-48 (2000).
- [36] D. Lévesque, A. Blouin, C. Néron et J.-P. Monchalin, "Performance of laser-ultrasonic F-SAFT imaging", *Ultrasonics*, Vol. 40, pp. 1057-1063 (2002).
- [37] K. Nagai, "A new synthetic-aperture focusing method for ultrasonic B-scan imaging by the Fourier transform", *IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics*, Vol. SU-32, No. 4, pp. 531-536 (1985).
- [38] V. Schmitz, S. Chakhlov et W. Müller, "Experiences with synthetic aperture focusing technique in the field", *Ultrasonics*, Vol. 38, Issue. 1-8, pp. 731-738 (2000).
- [39] Y. Ozaki, H. Sumitani, T. Tomoda et M. Tanaka, "A new system for real-time synthetic aperture ultrasonic imaging", *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, Vol. 35, No. 6, pp. 828-838 (1988).